



**Source de particules neutres monocinétiques :
diagnostics spécifiques et étude physique d'une source de
Hall en plasma d'argon ou en mixture xénon-argon**

Fatou Diop-Ngom

► **To cite this version:**

Fatou Diop-Ngom. Source de particules neutres monocinétiques : diagnostics spécifiques et étude physique d'une source de Hall en plasma d'argon ou en mixture xénon-argon. Autre. Université d'Orléans, 2015. Français. NNT : 2015ORLE2025 . tel-01320634

HAL Id: tel-01320634

<https://theses.hal.science/tel-01320634>

Submitted on 24 May 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITÉ D'ORLÉANS



ÉCOLE DOCTORALE ENERGIE - MATERIAUX

LABORATOIRE GREMI

THÈSE présentée par :

Fatou DIOP

soutenue le : **22 Juillet 2015**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline : **Physique des plasmas**

**Source de particules neutres monocinétiques :
Diagnostics spécifiques et étude physique d'une
source de Hall en plasma d'argon ou en mixture
xénon-argon**

THÈSE dirigée par :

Titaina GIBERT

Maître de conférences, GREMI Université d'Orléans

RAPPORTEURS :

Christine CHARLES

Professeur, Australian National University

Laurent GARRIGUES

Directeur de Recherche, LAPLACE Université Paul Sabatier

JURY :

Laïfa BOUFENDI

Professeur, GREMI, Université d'Orléans, Président du jury

Stéphane MAZOUFFRE

Directeur de Recherche, ICARE-CNRS Orléans

Thierry BELMONTE

Directeur de Recherche, Institut Jean Lamour - Nancy

Christine CHARLES

Professeur, Australian National University

Laurent GARRIGUES

Directeur de Recherche, LAPLACE, Université Paul Sabatier

Titaina GIBERT

Maître de conférences, GREMI, Université d'Orléans

A mon père
A ma mère
A mes sœurs
A mon cher époux
A mes grands-pères

Remerciements

"La reconnaissance est la mémoire du cœur" Hans Christian Andersen.

Cette valeur est à mes yeux la plus belle de toutes car on n'aboutit à rien tout seul. Toutes ces personnes qui vont suivre, ont de près ou de loin contribué à cette réussite et sans eux rien de tout cela n'aurait été possible.

Je souhaite tout d'abord remercier l'ensemble des membres de mon jury de thèse à commencer par le Professeur Laïfa BOUFENDI qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Je remercie sincèrement mes deux rapporteurs, Madame Christine CHARLES et Monsieur Laurent GARRIGUES pour avoir pris le temps de juger mon travail mais également pour leur retour et leurs remarques pertinentes. Je n'oublie pas Monsieur Thierry BELMONTE et Monsieur Stéphane MAZOUFFRE que je remercie pour leur présence au sein de ce jury. Vous avez tous contribué indéniablement à donner une crédibilité certaine à ces travaux de thèse.

J'adresse mes sincères remerciements à ma directrice de thèse Titaina GIBERT, pour sa confiance en m'ayant choisie comme doctorante. J'ai su réellement apprécier la bienveillance, le soutien et la gentillesse que tu m'as témoignés. Merci également pour toute la liberté que tu m'as laissée et qui m'a permis de prendre confiance en moi et d'acquérir une autonomie qui j'en suis sûre me sera très utile dans ma future vie professionnelle. Merci pour tout !

L'autre personne à qui j'adresse mes chaleureux remerciements est le Professeur André BOUCHOULE. Je mesure la chance extraordinaire que j'ai eu d'avoir croisé votre route et d'avoir bénéficié de vos immenses connaissances. Je n'ai certainement jamais autant appris qu'avec vous. J'ai débuté cette thèse en tant qu'électronicienne et j'en ressors un peu plus physicienne grâce à vous. Ce fût un immense bonheur de travailler avec vous et tous ces moments partagés resteront à jamais gravés dans ma mémoire. Merci encore !

Je tiens également à remercier certains de mes collègues sans qui cette thèse aurait eu beaucoup de mal à aboutir.

Pour commencer, je remercie du fond du cœur mon collègue, ami et frère Ibrahim CHIBOUB (ça fait beaucoup de rôles à la fois), tu ne mesures sûrement pas le bonheur que ça a été pour moi de faire ta connaissance et de passer ces années difficiles avec ton soutien, ton aide et ta bienveillance. Tu es vraiment quelqu'un de rare, merci pour tout mon pote !!! Un énorme merci à Thomas LECAS alias "super toto le meilleur" membre officiel de l'association "balance 86" qui n'a pas ménagé ses efforts pour me soulager d'innombrables problèmes techniques. Restes comme tu es !

Attention par contre, car tu as de la concurrence avec Jean Pierre RENOARD alias "super J.P." qui m'a aussi énormément aidée tant sur les enseignements que sur la manip, merci pour tes superbes idées, ta disponibilité pour les dépannages réguliers et surtout ta gentillesse. Je tiens aussi à remercier chaleureusement Mr Guy COUDRAT ainsi que Mr Bernard DUMAX pour leur support technique indispensable.

Le hasard a fait que je partage le bureau de ma délicieuse Louiza KHAMEURLAINE, mais quel heureux hasard. J'ai gagné une superbe amie, merci pour ton magnifique sourire, tes encouragements et ton soutien. Merci également à mon collègue de bureau Valentin FELIX

pour ses impressionnantes connaissances qu'il a su partager mais surtout pour son humour qui a ramené une joyeuse folie dans le bureau.

Je remercie mon unique et super promotionnaire Stéphane CUYNET pour le partage et les fructueuses discussions sûrement en raison de notre passion commune pour les flux d'ions. Je n'oublie pas mes anciens collègues Grégoire DE IZARRA, Delphine RIES et Mireille GAILLARD pour leur soutien malgré la distance et les discussions si enrichissantes. Un grand merci à Lucille Pentecoste, Amer Melhem, Thibault Labbaye (plus que 99 ans!), Perrine Dutheil, Thibault DARNY, Nicolas Gosset, Maryem El Mokh et Marie Henault pour leur bonne humeur et leur sourire qui ont su égayer mes journées. Bon courage aux nouveaux, Safa, Elodie, Cyril, Yasmine, Abdou et les autres.

Un sincère remerciement à l'ensemble du personnel du laboratoire GREMI pour leur gentillesse et leur sourire.

"C'est le rôle essentiel du professeur d'éveiller la joie de travailler et de connaître"

disait Albert Einstein, et j'ai eu la chance d'avoir rencontré ce professeur dans mon parcours. Je souhaite donc ici remercier un de mes professeurs de maths, Mr Mansour NGOM qui à un moment déterminant de ma vie d'étudiante, sans s'en rendre compte, a su me redonner confiance et envie. Je n'oublie pas.

J'en viens maintenant aux remerciements plus personnels car tout ce parcours ne se résume naturellement pas à ces années de thèse, aux professeurs ou encore aux collègues, je ne saurais donc oublier ma famille et mes amis qui m'ont apporté l'équilibre, la force et surtout l'amour nécessaires pour tenir jusqu'au bout.

Mon cher papa, merci pour ton amour et ta confiance sans faille qui ont fait de mes sœurs et moi, des femmes fortes et épanouies qui vont au bout de leur capacité et leur rêve. Cette thèse est pour toi!!!

Ma chère maman quel meilleur exemple que toi, ta force et ton courage impose le respect. Regarder ta vie a suffi à nous indiquer le chemin. Merci d'être qui tu es!!!

Je n'oublie pas mes sœurs qui malgré la distance ont toujours su me témoigner leur soutien et leur confiance. Néné, Ndiokou, Ami et Aïcha, je vous aime.

Je remercie également du fond du cœur mes amis Ya Ami et bibi ainsi que mon beau-frère Ousmane pour leur soutien constant tout au long de la thèse, vous êtes les meilleurs!!!

Loving thoughts to my dear cousin Yabeye, thank you so much for the continual support and sound advice.

J'ai également une tendre pensée pour mon amie Souaré et ma petite maman Coumba qui ont aussi beaucoup compté dans ce parcours.

♡ De ma première à ma dernière année d'université tu as été là. Grâce à toi, tout a été possible. Je n'aurai jamais assez de vies pour te remercier de ton soutien indéfectible et surtout de ton amour inconditionnel si précieux à mes yeux. Je suis certainement la femme la plus chanceuse du monde. Gathié gualama mon amour, sa diane wathiana!♡

"C'est une erreur de croire nécessairement faux ce qu'on ne comprends pas"

Mahatma GANDHI

Table des matières

Introduction générale	xix
1 L’historique et les moyens expérimentaux	xxiii
1.1 La Propulsion spatiale	1
1.2 La Propulsion électrique	3
1.2.1 Les sources ioniques à grilles	3
1.2.2 Les Propulseurs à Effet Hall (PEH)	4
1.3 Physique de la décharge dans un PEH	4
1.4 Les moyens expérimentaux	8
1.4.1 Le PPI (Petit Propulseur Innovant)	8
1.4.2 Le PPI-Mag	12
1.4.3 Le propulseur ukrainien SPT20 (Stationary Plasma Thruster)	12
1.4.4 Les cathodes	14
1.4.5 Le caisson du GREMI	15
1.4.6 L’analyseur d’énergie à champ retardateur ou RPA	16
2 Fluorescence Induite par Laser	23
2.1 Généralités sur la Fluorescence Induite par Laser	23
2.1.1 Principe de la LIF	23
2.1.2 Décalage Doppler et vitesse des ions	24
2.1.3 Informations déduites de la LIF : Mesure de la Fonction de Distribution en Vitesse des ions	25
2.2 Le banc optique	26
2.2.1 Description	26
2.3 Caractérisation en vitesse de la plume du PPI	33
2.3.1 L’axe du canal	35
2.3.2 L’axe du moteur	39
2.3.3 Comparaison des mesures LIF et RPA	41
2.4 Observations particulières faites sur les profils de LIF	41
2.5 Caractérisation en vitesse de la plume du SPT20	44
2.5.1 Evolution de la vitesse la plus probable dans l’axe du canal du SPT20	44
2.5.2 Etude détaillée des FDVs	46
2.6 Conclusion	48
3 Etude paramétrique de la décharge en mélange de xénon et d’argon	51
3.1 L’étude du PPI en décharge Xe-Ar	52
3.1.1 Les régimes de fonctionnement	52
3.1.2 Le courant de décharge I_{dmoy} , et le flux d’ions sur l’axe $I_{collmoy}$	58

3.1.3	Le potentiel de cathode	62
3.1.4	Les caractéristiques $U_d(I_d)$ et $U_d(I_{coll})$	63
3.1.5	Le choix du débit pour l'amorçage en argon	65
3.1.6	L'analyse énergétique du jet d'ions	67
3.1.7	L'influence de l'apport d'argon sur la divergence du faisceau d'ions	74
3.2	L'étude du PPI-Mag avec une configuration magnétique «B élargi»	80
3.2.1	Evolution des paramètres électriques de la décharge : courant de dé- charge moyen, courant d'ions moyen, régime de fonctionnement	80
3.2.2	Analyse du jet d'ions	86
3.3	Comparaison PPI et PPI-Mag	97
3.3.1	Evolution de la vitesse des ions Xe II en sortie de canal avec l'addition d'argon	97
3.3.2	Comparaison des évolutions de différentes caractéristiques physiques . .	102
3.4	Conclusion	103
4	Etude physique de la décharge en mélange de xénon et d'argon	105
4.1	Validation de la méthode	106
4.1.1	Circuit électrique d'interruption	106
4.1.2	Comportement dynamique du courant de décharge	107
4.1.3	Influence du temps d'interruption sur la dynamique du courant de décharge	109
4.1.4	Acquisition des signaux RPA résolus en temps	111
4.1.5	Détermination des temps de vol	113
4.1.6	Identification des pics	115
4.1.7	Détermination du temps d'interruption optimal	116
4.1.8	Méthode dite «d'oscillations»	117
4.2	Caractérisation physique du jet d'ions du PPI-Mag et du PPI250	120
4.2.1	Evolution du courant d'ions résolu en temps dans un plasma de mélange Xe-Ar (PPI 250)	120
4.2.2	Evolution du courant d'ions résolu en temps dans un plasma de mélange de gaz Xe-Ar (PPI-Mag)	134
4.2.3	Distribution énergétique des ions Ar^+ , Xe^{2+} et Xe^+ présents dans le plasma de mélange de gaz Xe-Ar (PPI)	139
4.2.4	Distribution énergétique et angulaire des différentes espèces dans un plasma de mélange de gaz Xe-Ar (PPI-Mag)	144
4.3	CONCLUSION	148
5	Décharge d'argon dans le PPI250	149
5.1	Caractéristiques électriques de la décharge	149
5.1.1	Courant de décharge moyen	149
5.1.2	Formes d'onde du courant de décharge	151
5.1.3	Caractéristiques courant-tension : Puissance consommée et Probabilité d'ionisation	153
5.2	Analyse du jet d'ions (RPA et Spectroscopie)	158
5.3	Conclusion	164

Conclusion générale et Perspectives	165
Bibliographie	171
A	179
A.1 décharge en mélange de gaz avec la cathode « KHAI »	179
A.2 Effet des oscillations de courant de décharge sur le courant d'ions moyen mesuré	182

Table des figures

1.1 Photographie de Konstantin Eduardovich TSIOLKOWSKI	1
1.2 premier satellite artificiel SPOUNIK 1 (à gauche) et Première station spatiale MIR (à droite)	2
1.3 Schéma de principe d'une source ionique à grilles	3
1.4 Représentation artistique des sondes : Deep Space 1 de la NASA (à g.) et SMART 1 de l'ESA (à d.)	4
1.5 Schéma de principe d'un Propulseur à Effet Hall (PEH)	5
1.6 Représentation des différentes zones du plasma dans un PEH et la répartition des paramètres de la décharge : densité atomique (N_{at}), champ magnétique (B_r), champ électrique (E_x) et potentiel d'accélération (V_{acc})	7
1.7 Plan détaillé du PPI250 (vu en coupe) [3]	10
1.8 Représentation des couronnes magnétiques du PPI250	10
1.9 Evolution de la valeur moyenne de la tension d'anode (U_{amoy}), du courant de décharge (I_{dmoy}) et du potentiel de cathode (V_{cmoy}) du PPI250 pour un débit de Xe de 8 sccm.	11
1.10 Evolution de la valeur moyenne de la tension d'anode (U_{amoy}), du courant de décharge (I_{dmoy}) et du potentiel de cathode (V_{cmoy}) du PPI250 pour un débit de Xe de 7 sccm.	12
1.11 PPI-Mag (crédit ICARE)	13
1.12 Plan détaillé du SPT20 (vu en coupe) [31]	13
1.13 Photographie du SPT20 en fonctionnement dans le caisson du « GREMI » [32]	14
1.14 Photographie de la cathode « MIREA »	15
1.15 Photographie de la cathode « KHAI »	16
1.16 Photographie du caisson du GREMI	16
1.17 Schématisation de l'analyseur d'énergie (RPA)	17
1.18 Répartition du champ de potentiel dans l'analyseur d'énergie (RPA)	18
1.19 configuration angulaire du RPA dans le caisson	22
2.1 schéma principe de la Fluorescence Induite par Laser.	24
2.2 schématisation du décalage Doppler.	25
2.3 Représentation des axes de mesure.	27
2.4 représentation schématique du banc LIF.	29

2.5	Plateforme de calibration.	30
2.6	Transition et profils d'absorption et de fluorescence du Xénon atomique Xe I au repos mesurés dans une cellule plasma RF basse pression.	31
2.7	Transition et profil de fluorescence du Xe II au repos mesurés dans une cellule plasma RF basse pression (fréquence d'excitation : 98,3 MHz ; pression : 160 mTorr)	32
2.8	Représentation du vecteur vitesse des ions et des zones sondées dans le moteur	33
2.9	Exemple d'un profil LIF enregistré sur l'axe sur canal à 3 mm du plan de sortie	34
2.10	Evolution du courant de décharge et de la température en fonction du temps .	34
2.11	Evolution de la vitesse la plus probable pour les ions rapides et lents en fonction de x (distance par rapport au plan de sortie) sur l'axe du canal.	35
2.12	Evolution du champ électrique en dehors du canal de décharge pour une tension de décharge de 210 V - PPI	38
2.13	Evolution de la vitesse la plus probable pour les ions sur l'axe du canal pour deux tensions de décharge de 210 V et 220 V- PPI	38
2.14	Evolution des profils FDVI sur l'axe du moteur pour une tension de décharge de 210 V.	39
2.15	Evolution de la vitesse et de la densité des ions Xe II dans l'axe du moteur en fonction de la distance du plan de sortie	40
2.16	Comparaison des FDEI de Xe II mesurées sur l'axe du moteur par LIF et RPA pour une tension de décharge de 210 V	41
2.17	Représentation de la zone de mesure pour les ions rétrodiffusés.	42
2.18	Mise en évidence de la présence d'ions rétrodiffusés dans la zone proche champ : FDVI mesurée à 2 positions pour une tension de décharge de 220 V et un débit à l'anode de 8,2 sccm	42
2.19	Evolution de l'allure de la FDVI pour 2 pressions différentes ($5.10^{-5}mbar$ et $2.10^{-4}mbar$) pour une tension de décharge de 220V et un débit à l'anode de 8.2sccm.	43
2.20	Evolution de la vitesse la plus probable des ions Xe II de x = 0 mm à x = 20 mm dans la plume du SPT20	44
2.21	Evolution du champ électrique et de la vitesse du plan de sortie à 26 mm pour une tension de décharge 245V	45
2.22	Schématisation du domaine spatial sondé sur le SPT20.	46
2.23	Profils de LIF pour 2 positions 0,8 et 2,3 mm du plan de sortie ($U_d = 225$ V) .	47
2.24	Evolution de la vitesse des ions lents du plan de sortie à 26 mm pour une tension de décharge 225V.	47
2.25	Evolution des profils LIF du groupe lent du plan de sortie à 25 mm pour une tension de décharge de 225 V.	48
2.26	Evolution des profils LIF du groupe rapide du plan de sortie à 26 mm pour une tension de décharge de 245 V.	48
3.1	Evolution temporelle du courant de décharge et sa représentation fréquentielle (densité spectrale) en fonction de plusieurs proportions d'argon dans le mélange ($D_{Ar} = 0$ à 10 sccm) en partant d'une décharge de Xe ($U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm) dans un régime de type « oscillation » - PPI	55

3.2	Evolution du niveau d'oscillations n_{osc} en fonction du débit d'argon dans le mélange ($D_{Ar} = 0$ à 10 sccm) en partant d'une décharge de Xe ($U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm) dans un régime de type « oscillation » - PPI	56
3.3	Evolution du courant de décharge dans le temps et de la densité spectrale en fonction du débit d'argon dans le mélange [$D_{Ar}=0$ à 6 sccm] en partant d'une décharge de Xe [$U_d=220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm] dans un régime de type « de fluctuation » établi avec des céramiques vieilles d'environ 50 h de tirs. - PPI . .	57
3.4	Evolution du courant de décharge moyen en fonction du débit total à l'anode pour les décharges Xe [$D_{Xe}=8,2$ à 11 sccm] et Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 9 sccm] - PPI	59
3.5	Evolution du courant d'ions moyen mesuré sur l'axe à 70 cm du plan de sortie ($V_{RPA}=50$ V) en fonction du débit total pour les décharges Xe [$D_{Xe}=8,2$ à 11 sccm] et Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 9 sccm] - PPI	60
3.6	Comparaison du pourcentage des augmentations du flux d'atomes, du courant de décharge et du courant d'ions en fonction du débit total pour les décharges Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 9 sccm] - PPI	61
3.7	Evolution temporelle de la dynamique du potentiel de cathode (« MIREA » avec $D_{Xe}=2$ sccm) en fonction de plusieurs débits d'argon pour les décharges Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 9 sccm] dans un régime « d'oscillation ». - PPI	62
3.8	Evolution des caractéristiques courant-tension $U_d(I_d)$ pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 6 sccm] - PPI . . .	64
3.9	Evolution des caractéristiques courant d'ions-tension $U_d(I_{coll})$ pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 6 sccm] - PPI	64
3.10	Points de fonctionnement avec différents rapports de débits pour un courant de décharge constant (ΔD_{Ar} en fonction de ΔD_{Xe}) [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 9 sccm] - PPI	65
3.11	Evolution du courant d'ions en fonction du potentiel de répulsion pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 6 sccm] dans un régime « oscillation » RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI	68
3.12	Evolution de la raie XeII pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 6 sccm] dans un régime « oscillation » - PPI	69
3.13	Fonction de distribution en énergie des ions (FDEI) pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 6 sccm] dans un régime « fluctuations » RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI . .	70
3.14	Comportement dynamique du courant de décharge pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 6 sccm] dans un régime de type « calme » - PPI	71
3.15	Evolution du courant d'ions en fonction du potentiel de répulsion pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm] dans un régime « calme » RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI .	72
3.16	Fonction de distribution en énergie des ions (FDEI) pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm] dans un régime « calme » RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI	72

3.17	Evolution de la largeur à mi-hauteur (FWHM) des FDEI pour les deux modes de fonctionnement du moteur (« oscillations » et « calme ») - PPI	73
3.18	Spectre angulaire des mesures du courant ionique à l'aide du RPA	75
3.19	Effet de l'addition du flux d'argon sur la divergence de la plume dans les décharges Xe-Ar [$U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 4 sccm] RPA à 30 cm, $V_{RPA} = 70$ V - PPI	76
3.20	Divergence de la plume en fonction de différentes proportions d'argon pour une pression résiduelle constante ($3,8 \cdot 10^{-5}$ mbar) RPA à 30 cm, $V_{RPA} = 70$ V - PPI	77
3.21	Evolution du courant d'ions collectés pour différentes proportions d'argon pour un courant de décharge constant à 1,09 A et $U_d = 200$ V. RPA à 30 cm, $V_{RPA} = 70$ V - PPI	78
3.22	Evolution du courant d'ions normalisé par le flux total pour différentes proportions d'argon pour un courant de décharge constant à 1,09 A et $U_d=200$ V. RPA à 30 cm, $V_{RPA} = 70$ V - PPI	79
3.23	Evolution du courant de décharge moyen et du courant d'ions moyen sur l'axe en fonction du débit total à l'anode pour les décharges Xe-Ar [$U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm] - PPI-Mag	81
3.24	Evolution des variations du flux d'atomes, du courant de décharge, et du courant d'ions mesuré sur l'axe ($V_{RPA} = 50$ V), avec comme point de départ le plasma Xe, pour différents débits d'argon dans la décharge Xe-Ar - PPI-Mag	82
3.25	Evolution de la dynamique du courant de décharge pour différents flux d'argon dans la décharge Xe-Ar [$U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm] - PPI-Mag	83
3.26	Evolution de la densité spectrale du courant de décharge pour différents flux d'argon dans la décharge Xe-Ar [$U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm] - PPI-Mag	84
3.27	Evolution du niveau d'oscillation n_{osc} du courant de décharge pour différents flux d'argon dans la décharge Xe-Ar [$U_d= 200$ V, $D_{Xe}= 7,7$ sccm, $D_{Ar}= 0$ à 8 sccm] - PPI-Mag	84
3.28	Evolution du potentiel de cathode pour différents flux d'argon dans la décharge Xe-Ar [$U_d= 200$ V, $D_{Xe}= 7,7$ sccm, $D_{Ar}= 0$ à 8 sccm] - PPI-Mag	85
3.29	Distribution angulaire des ions normalisée pour différents flux d'argon dans la décharge Xe-Ar avec $U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0, 4, 6$ sccm, $V_{RPA}= 50$ V, RPA à 35 cm - PPI-Mag	86
3.30	Comparaison de la distribution angulaire des ions entre la décharge Xe ($D_{Xe}= 7,8$ sccm) et une décharge Xe-Ar ($D_{Xe}= 3,5$ sccm, $D_{Ar}= 16$ sccm) pour une tension de décharge $U_d= 200$ V, $V_{RPA}= 50$ V, RPA à 35 cm - PPI-Mag	87
3.31	Evolution de la divergence du faisceau en fonction de la tension de décharge pour une décharge Xe ($D_{Xe}=7,4$ sccm) (a) et une décharge Xe-Ar ($D_{Xe}=7,4$ sccm, $D_{Ar}=6$ sccm) (b) $V_{RPA}= 50$ V, RPA à 35 cm - PPI-Mag	88
3.32	: Les Fonctions de distribution en énergie des ions collectés (courant total) sur l'axe à 70 cm du plan de sortie pour différents flux d'argon dans la décharge Xe-Ar avec $U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm - PPI-Mag	89
3.33	Evolution de l'énergie la plus probable en fonction du flux d'argon dans la décharge Xe-Ar avec $U_d= 200$ V, $D_{Xe}= 7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm (PPI-Mag)	90
3.34	Evolution de la largeur à mi-hauteur des FDEI en fonction du flux d'argon dans la décharge Xe-Ar avec $U_d= 200$ V, $D_{Xe}= 7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 9 sccm - PPI-Mag	90

3.35	Distribution angulaire des ions pour différents ratios d'argon dans la décharge Xe-Ar à courant de décharge constant (1,05 A) avec $U_d = 200$ V, $V_{RPA} = 50$ V, RPA à 35 cm - PPI-Mag	92
3.36	Evolution du courant d'ions normalisé par le flux total pour différents ratios d'argon dans la décharge Xe-Ar à courant de décharge constant (1,05 A) avec $U_d = 200$ V, $V_{RPA} = 50$ V, RPA à 35 cm - PPI-Mag	92
3.37	Evolution de la divergence du faisceau en fonction de différents ratios d'argon dans la décharge Xe-Ar à courant de décharge constant (1,05 A) avec $U_d = 200$ V, $V_{RPA} = 50$ V, RPA à 35 cm - PPI-Mag	93
3.38	Comparaison de la distribution en énergie des ions en fonction de l'angle d'éjection entre une décharge Xe ($D_{Xe} = 7,33$ sccm) et une décharge Xe-Ar ($D_{Xe} = 5,52$ sccm, $D_{Ar} = 6$ sccm), Tension et Courant de décharge constants (0,80 A) RPA à 35 cm - PPI-Mag	94
3.39	FDEI en fonction de l'angle d'éjection pour une décharge Xe-Ar ($D_{Xe} = 5,52$ sccm, $D_{Ar} = 6$ sccm), Courant de décharge égal à 0,80 A, et une tension de décharge égale à 200 V, RPA à 35 cm - PPI-Mag	95
3.40	Comparaison de la distribution angulaire des ions du PPI-Mag « B élargi » et « B standard » pour une décharge Xe-Ar ($D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} = 6$ sccm), $U_d = 200$ V, RPA à 35 cm	96
3.41	Comparaison de la distribution angulaire des ions du PPI-Mag « B élargi » et « B standard » pour une décharge Xe ($D_{Xe} = 7,7$ sccm), $U_d = 200$ V, RPA à 35 cm	96
3.42	Evolution du profil de LIF mesuré à 3 mm du plan de sortie sur l'axe du canal pour des décharges Xe-Ar ($D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} = 0$ à 7 sccm), $U_d = 200$ V, PPI-Mag « B élargi »	99
3.43	Evolution des vitesses mesurées à 3 mm et 7 mm du plan de sortie sur l'axe du canal pour des décharges Xe-Ar ($D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} = 0$ à 7 sccm), $U_d = 200$ V, - PPI-Mag « B élargi »	99
3.44	Evolution des vitesses mesurées à 3 mm du plan de sortie sur l'axe du canal pour des décharges Xe-Ar pour plusieurs points de fonctionnement (ratios des gaz différents) $U_d = 200$ V - PPI	101
3.45	Evolution des vitesses mesurées à 5 mm du plan de sortie sur l'axe du canal pour des décharges Xe-Ar pour plusieurs points de fonctionnement (ratios des gaz différents) $U_d = 200$ V - PPI	101
4.1	Schéma d'insertion de l'interrupteur rapide dans le circuit d'alimentation d'anode	107
4.2	Comportement dynamique du courant de décharge d'avant l'interruption au retour à l'état stationnaire	108
4.3	Comportement dynamique du courant de décharge en fonction du temps d'interruption	110
4.4	Evolution de la surcharge résultant de l'excès de neutres (par rapport au régime stationnaire) en fonction du temps d'interruption déterminée à partir de : *intégration de la première oscillation (Q_T) *calcul à partir du flux d'atomes (20% de Xe^{2+} et un taux d'ionisation de 0,8) (Q_i) ; * Q_i corrigée (de $I_e/I_i \approx 57\%$) (Q_{T2})	111
4.5	Circuit de mesure et son schéma équivalent pour la détermination de la capacité équivalente du système d'acquisition des courants d'ions collectés par le RPA	112

4.6	Diagrammes d'amplitude du gain de l'amplification du courant collecté pour différentes valeurs de résistance de mesure	113
4.7	Les signaux de courant de décharge et de courant d'ions résolus en temps pour la mesure du temps de vol des ions d'une décharge de Xe pur à 73 cm du plan de sortie sur l'axe - PPI	115
4.8	Evolution des signaux de courant d'ions résolus en temps pour la mesure du temps de vol des ions en fonction du temps d'interruption.	117
4.9	Evolution du profil de courant d'ions résolu en temps pour la mesure du temps de vol des ions dans la méthode dite «oscillation»	118
4.10	Comparaison des signaux de courants de décharge et d'ions résolus en temps obtenus en : (a) Régime oscillant spontané du moteur ; (b) Régime calme interrompu avec un retour rapide à l'état stationnaire	119
4.11	détail de la figure (4.10) Comparaison des signaux de courant d'ions résolu en temps obtenus en utilisant les 2 méthodes avec réajustement de la ligne de base dans la méthode «interruption»	119
4.12	Évolution des signaux du courant de décharge et du courant d'ions en fonction du temps obtenus par la méthode d'«interruption» pour une condition de décharge ($U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $D_{Ar} = 8$ sccm $I_d = 1,72$ A, $V_c \approx -20$ V). RPA à 73cm sur l'axe et $V_{RPA} = 100$ V - PPI	121
4.13	Evolution des signaux du courant de décharge et du courant d'ions résolus dans le temps et obtenus par la méthode d'«interruption» pour plusieurs conditions de décharge Xe-Ar ($U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 6 sccm, $V_c \approx -20$ V). RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI	126
4.14	Evolution des courants d'ions des différentes espèces ionisées présentes dans le faisceau d'ions en fonction du débit d'argon dans la décharge Xe-Ar (I_{Ar+} , I_{Xe++} et I_{Xe+}) obtenus par le calcul de l'aire sous la courbe des pics [$U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 6 sccm, $V_c \approx -20$ V]. RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI	127
4.15	Proportion de chacune des espèces ionisées dans le courant d'ions total pour les décharges Xe-Ar ($\%I_{Ar+}$, $\%I_{Xe++}$ et $\%I_{Xe+}$) en fonction de la proportion d'argon dans le mélange [$U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 6 sccm, $V_c \approx -20$ V]. RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI	128
4.16	(g.) Comparaison entre le courant créé avec l'addition du flux d'argon déduit des mesures moyennées dans le temps et celui déduit des mesures résolues dans le temps (d.) proportion de chacune des espèces dans ce courant créé. [$U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 6 sccm, $V_c \approx -20$ V]. RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI	129
4.17	Dispositif expérimental pour la spectroscopie d'émission optique	130
4.18	Identification des raies de neutres Ar I et Xe I dans le spectre d'émission du plasma pour différents débits d'argon dans le mélange	131
4.19	Identification des raies de neutres Ar II et Xe II dans le spectre d'émission du plasma pour différents débits d'argon dans le mélange	131
4.20	Evolution de l'émission optique des raies de neutres Xe I et Xe II en fonction du débit d'argon dans la décharge Xe-Ar [$U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 6 sccm, $V_c \approx -20$ V] - PPI	132

4.21	Evolution de l'émission optique des raies de neutres Ar I et Ar II en fonction du débit d'argon dans la décharge Xe-Ar [$U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 6 sccm, $V_c \approx -20$ V] - PPI	133
4.22	Evolution des signaux du courant de décharge et du courant d'ions résolus dans le temps et obtenus par la méthode d'« oscillations » pour plusieurs conditions de décharge Xe-Ar ($U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 8 sccm, $V_c \approx -20$ V). RPA à 77 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI-Mag	136
4.23	Evolution de la vitesse axiale des ions Xe^+ le long de l'axe du canal pour la décharge Xe ($U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, $V_c \approx -20$ V). - PPI-Mag	137
4.24	(a) fraction $((I_{Ar+} + I_{Xe++})/I_{coll})$ (b) Proportion du courant I_{Ar+} dans le courant d'ions total pour les décharges Xe-Ar ($\%I_{Ar+}$, $\%I_{Xe++}$ et $\%I_{Xe+}$) en fonction de la proportion d'argon dans le mélange [$U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 8 sccm, $V_c \approx -20$ V]. RPA à 77 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI-Mag	138
4.25	Evolution des signaux du courant de décharge et du courant d'ions résolus dans le temps et obtenus par la méthode d'« interruption » en fonction du potentiel de répulsion V_{RPA} pour plusieurs conditions de décharge Xe-Ar ($U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 5 sccm, $V_c \approx -20$ V). RPA à 73 cm sur l'axe - PPI	141
4.26	Evolution des Fonctions de Distribution en Energie des Ions (FDEI) des ions Xe^+ et Xe^{2+} pour la condition en Xe pur ($D_{Xe} = 7,7$ sccm) avec $U_d = 200$ V, $V_c \approx -20$ V. RPA à 73 cm sur l'axe - PPI	142
4.27	Evolution des Fonctions de Distribution en Energie des Ions (FDEI) des différentes espèces présentes dans le plasma pour une décharge Xe-Ar ($D_{Xe} = 7,7$ sccm et $D_{Ar} = 5$ sccm) avec $U_d = 200$ V, $V_c \approx -20$ V. RPA à 73 cm sur l'axe - PPI	143
4.28	Evolution des signaux du courant de décharge et du courant d'ions résolus dans le temps et obtenus par la méthode d'« oscillations » en fonction du potentiel de répulsion V_{RPA} pour plusieurs angles d'éjection et pour une condition de décharge Xe-Ar ($U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 6$ sccm, $D_{Ar} = 5,6$ sccm, $V_c \approx -20$ V). RPA à 35 cm en configuration angulaire - PPI-Mag	147
4.29	Répartition énergétique des ions Xe^+ et Ar^+ (FDEI) pour une condition de décharge Xe-Ar ($U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 6$ sccm, $D_{Ar} = 5,6$ sccm, $V_c \approx -20$ V). RPA à 35 cm sur l'axe - PPI-Mag	147
5.1	Evolution du courant de décharge moyen et du courant d'ions moyen sur l'axe pour différents débits d'argon avec $U_d = 220$ V. [PPI]	150
5.2	Augmentation du flux d'atomes, du courant de décharge moyen et du courant d'ions moyen sur l'axe en fonction du débit d'argon avec $U_d = 220$ V (avec comme référence la décharge à 24 sccm). [PPI]	151
5.3	Formes d'onde du courant de décharge et la densité spectrale de puissance pour différents régimes de fonctionnement de la décharge Ar [PPI]	153
5.4	Formes d'onde du courant de décharge et la densité spectrale de puissance pour plusieurs régimes de fonctionnement de la décharge Ar [PPI]	153
5.5	Caractéristiques $U_d(I_d)$ pour une décharge Xe ($D_{Xe} = 8,2$ sccm) et des décharges Ar ($D_{Ar} = 24, 25$ et 26 sccm) [PPI]	155
5.6	Evolution de la puissance consommée pour une décharge Xe ($D_{Xe} = 8,2$ sccm) et des décharges Ar ($D_{Ar} = 24, 25$ et 26 sccm) [PPI]	155

5.7	Caractéristiques $U_d(I_{coll})$ pour une décharge Xe ($D_{Xe} = 8,2$ sccm) et des décharges Ar ($D_{Ar} = 24, 25$ et 26 sccm) [PPI]	156
5.8	Fonction de Distributions en Energie des Ions sur l'axe dans la décharge Ar ($D_{Ar} = 24$ sccm $U_d = 200$ V) [PPI]	159
5.9	Répartition angulaire du flux d'ions dans la décharge Ar ($D_{Ar} = 24, 25, 26$ sccm $U_d = 200$ V) [PPI]	160
5.10	Comparaison de la répartition angulaire du flux d'ions dans une décharge Ar ($D_{Ar} = 24$ sccm) et une décharge Xe ($D_{Xe} = 8,2$ sccm) pour $U_d = 200$ V [PPI] .	160
5.11	Evolution de la FDEI avec l'angle d'éjection des ions dans une décharge Ar ($D_{Ar} = 24$ sccm) pour $U_d = 200$ V [PPI]	161
5.12	Tableau des niveaux d'émission et d'excitation des raies d'argon Ar II identifiés dans le spectre globale d'émission du plasma [107]	162
5.13	spectre d'émission optique du plasma de xénon et d'argon	163
5.14	Identification des raies d'ions d'argon Ar II dans le spectre d'émission du plasma	164
A.1	L'allure du courant de décharge en fonction de D_{Ar} pour 3 tensions de décharge différentes	180
A.2	l'évolution temporelle de la tension d'anode $U_a(t)$ (à D_{Xe} constant) en fonction de différents débits d'Ar pour $U_d = 220$ V	180
A.3	l'évolution temporelle du potentiel de cathode $V_c(t)$ (à D_{Xe} constant) en fonction de différents débits d'Ar pour $U_d = 220$ V	181
A.4	ΔI_{coll} et ΔI_d en fonction de ΔD_{Ar} pour une tension de décharge de 210 V	181
A.5	ΔI_{coll} et ΔI_d en fonction de ΔD_{Ar} pour une tension de décharge de 220 V	181
A.6	ΔI_{coll} et ΔI_d en fonction de ΔD_{Ar} pour une tension de décharge de 240 V . . .	181
A.7	répartition angulaire de ΔI_{coll} en fonction de ΔD_{Ar} pour une tension de décharge de 220 V	182
A.8	Evolution du courant collecté sur l'axe mesuré par RPA et du courant de décharge pour un régime de décharge hésitant entre « oscillations » et « fluctuations ».183	
A.9	Evolution du courant collecté sur l'axe mesuré par RPA et du potentiel de décharge pour un régime de décharge hésitant entre « oscillations » et « fluctuations ».183	

Introduction générale

Introduction générale

L'idée de départ de cette thèse fût le développement d'une source de neutres rapides et monocinétiques par la neutralisation du faisceau d'ions d'un Propulseur à Effet Hall (PEH). Les applications visées sont très nombreuses et disparates, les premières étant la microélectronique (gravure et dépôt de couches minces entre autres) et les traitements de surface.

En effet, l'utilisation des sources d'ions pour l'amélioration de la qualité des dépôts de couches minces (adhérence, densité...) et pour des procédés de gravure réactive est connue et utilisée depuis de nombreuses années. Ces procédés ont permis la fabrication de motifs de plus en plus petits et précis grâce à l'impact d'ions ayant des énergies inférieures à quelques 100 eV sur la surface solide. Cependant l'implantation de la charge de ces ions entraîne d'importants problèmes électriques comme par exemple la dégradation de l'oxyde de grille des transistors CMOS ou encore la gravure des flancs de motifs fins [1][2]. D'où le développement de procédés permettant l'élaboration d'un faisceau de neutres énergétiques pour s'affranchir des problèmes causés par la charge des ions.

Les sources à grilles actuellement utilisées dans ces domaines, offrent à faible énergie, une faible densité de courant d'ions très inférieur au mA/cm^2 car la quantité de charge produite est directement couplée à l'énergie des ions par la loi de Child-Langmuir. L'avantage d'utiliser un PEH réside dans le fait que l'accélération des ions se fait dans une zone spécifique de la décharge dissociée de l'ionisation (production d'ions) permettant ainsi l'obtention d'une densité de courant élevée avec une faible énergie des ions.

Dans leur fonction première de propulseur plasmique, les PEH offrent des énergies de faisceaux importantes (vitesse d'éjection des ions de l'ordre de 20 km/s) pour une consommation en ergol (gaz propulsif) limitée en comparaison avec d'autres sources existantes dont les plus connues sont les propulseurs chimiques. Cette faible consommation en gaz, rend intéressant l'utilisation des PEH pour des missions de correction de trajectoires ou encore maintien en orbite des satellites dans le domaine de la propulsion spatiale. Le gaz le plus couramment utilisé dans les PEH est le xénon du fait de sa masse élevée 131 u.m.a et de sa faible énergie d'ionisation 12.1 eV qui permet d'optimiser la force de poussée ainsi que l'efficacité d'ionisation. Toutefois, le xénon présente deux inconvénients majeurs liés d'une part à son prix très élevé (environ 1500 euros pour 36 L) et d'autre part à sa difficulté d'approvisionnement.

Le fonctionnement des sources dans les applications visées nécessite des débits importants de gaz et des durées de fonctionnement élevées, donc une consommation en ergol beaucoup plus importante. L'élaboration d'une source industriellement exploitable passe alors nécessairement par un changement d'ergol pour une réduction du coût de fonctionnement. Notre choix porte sur l'argon, un des gaz rare les moins chers du marché. Ce choix est aussi motivé par le fait que l'argon est un gaz très étudié dans le domaine des plasmas donc il existe une importante base de données et de nombreux retours d'expériences. Outre l'intérêt pour les applications citées ci-dessus, les études réalisées durant cette thèse présente un intérêt particulier pour la propulsion spatiale dans le cadre de la recherche d'ergol alternatif au xénon mais également pour l'amélioration des modèles des décharges de Hall. En conséquence, l'ensemble des résultats présentés dans ce manuscrit concernera principalement le développement et la caractérisation d'une source outil pour le développement d'une source de neutres d'argon dont la faisabilité a déjà été mise en évidence en xénon.

L'objet principal de l'étude ici est une source de laboratoire de petite taille et de faible puissance : le PPI (Petit Propulseur Innovant) qui fût conçu principalement pour la propulsion spatiale et pour un fonctionnement en xénon. Le GREMI a contribué activement à la conception et l'élaboration de cette source en collaboration avec le laboratoire GEMAC et le LAPLACE [3].

Deux autres propulseurs de faible puissance mais de conception différente du PPI seront caractérisés dans les mêmes conditions.

Il n'existe pas de références connues dans la bibliographie sur l'amorçage d'une décharge d'argon dans un moteur de faible puissance et nous ne disposons donc d'aucune information sur les caractéristiques de ce plasma d'argon. Afin d'obtenir une estimation des paramètres nécessaires à l'amorçage non trivial de la décharge en Ar, une étude détaillée de décharges en mélange d'argon et de xénon (Xe+Ar) a été effectuée. L'étude comparative de ces décharges avec une décharge en xénon pur, permettra l'évaluation des conditions requises à l'établissement d'une décharge Ar pur dans le PPI. L'argon ayant une masse plus faible (40 u.m.a.) et une énergie d'ionisation plus haute de 15 eV, un taux d'ionisation et une poussée moins bons que dans le cas du xénon est attendu.

Ce manuscrit est organisé en 5 chapitres qui s'articulent autour des différents ergols utilisés.

1. Le chapitre 1 exposera un bref rappel historique sur la propulsion spatiale et plus particulièrement la propulsion électrique. La physique de la décharge dans les PEH sera décrite ainsi que l'ensemble des dispositifs expérimentaux à savoir les trois différents moteurs étudiés (le PPI, le SPT20, et le PPI-Mag) et les outils de diagnostics utilisés.
2. Dans le chapitre 2, nous nous intéresserons à la caractérisation en vitesse du faisceau d'ions obtenue par la spectroscopie de Fluorescence Induite par Laser. Dans cette partie, la décharge fonctionne en xénon pur. Ainsi l'évolution de la vitesse axiale des ions de xénon une fois chargé (Xe^+) dans la zone proche champ de la plume sera étudiée pour le PPI et le SPT20.
3. Le chapitre 3 concernera l'étude paramétrique de la décharge en mélange de gaz d'argon et de xénon. L'évolution des caractéristiques électriques et optiques de la décharge dans le PPI et le PPI-Mag est détaillée par une étude comparative avec la décharge en xénon pur. Les répartitions énergétique et angulaire des ions dans le faisceau seront largement étudiées. Ces résultats d'expériences constituent les données de base de la physique de la décharge.
4. Le développement d'une technique permettant l'évaluation séparée de l'ionisation de chacune des espèces ioniques présentes dans le jet et l'accès à leur distribution énergétique respectives sera détaillé dans le chapitre 4. Ceci aboutira à une étude plus fine de la décharge Ar+Xe.
5. Enfin, le chapitre 5 présentera les premiers résultats obtenus pour une décharge en argon pur amorcée dans le PPI250 pour la première fois.

Chapitre 1

L'historique et les moyens expérimentaux

1.1 La Propulsion spatiale

« La terre est le berceau de l'humanité, Mais peut-on passer toute sa vie dans un berceau » telle est la question que se posait Konstantin Eduardovich TSIOLKOWSKI (figure 1.1) un des pionniers de l'astronautique moderne à la fin du XIXème siècle [4]. Ce dernier a défini les premières lois du mouvement d'une fusée basées sur un principe de base de la physique : l'action-réaction.

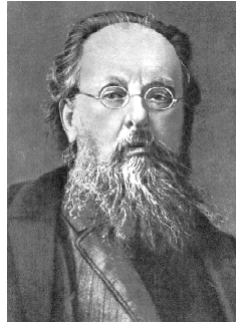


FIGURE 1.1 – Photographie de Konstantin Eduardovich TSIOLKOWSKI

L'espace étant un milieu dépourvu de toute force sur laquelle s'appuyer, le déplacement d'une fusée devra se baser sur une force de poussée résultant de l'éjection d'ergol suivant l'équation de conservation de la quantité de mouvement qui s'écrit comme suit :

$$\frac{d(m \cdot v)}{dt} = 0 \quad (1.1)$$

On obtient alors :

$$m \cdot \frac{d(v)}{dt} = -v \cdot \frac{d(m)}{dt} \quad (1.2)$$

L'exploration de l'espace fût donc l'un des défis majeurs du 20^{ème} pour l'homme. De la première expédition spatiale conduite par les russes en 1957 avec l'envoi du premier satellite SPOUNIK 1 (cf. figure 1.2) dans l'espace à nos jours les technologies n'ont cessé d'évoluer. Cette évolution a été bénéfique à de nombreuses applications telles que l'exploration physique de l'espace (exemple de la première station spatiale MIR (cf. figure 1.2), les stratégies militaires, les applications météorologiques, la surveillance, les missions scientifiques...

Cependant aujourd'hui, les applications sont essentiellement tournées vers le domaine des télécommunications. De ce fait, le développement et l'amélioration des systèmes propulsifs apparaissent comme une nécessité. Ils permettent le transfert et le maintien des satellites géostationnaires de l'orbite basse à l'orbite opérationnelle mais aussi la correction de trajectoire. Les deux principales familles de propulseurs sont : les propulseurs chimiques et les propulseurs électriques.

La propulsion chimique basée sur la détente d'un gaz dans une tuyère par élévation de la température, reste la technologie la plus utilisée grâce à sa grande force de poussée de l'ordre de

plusieurs kN. Il existe plusieurs de types de propulseurs chimiques dont les principaux sont : les propulseurs à gaz froid (gaz léger et température proche de l'ambiante), les propulseurs à ergol solide, et ceux à ergols liquides. Cependant l'inconvénient principal des propulseurs chimiques reste la masse très importante d'ergol utilisé qui peut représenter jusqu'à 50 % du poids d'un satellite.

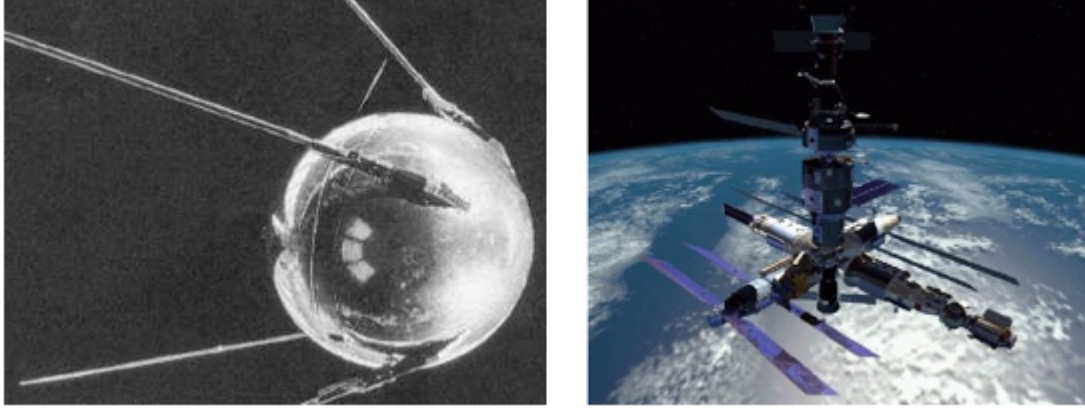


FIGURE 1.2 – premier satellite artificiel SPOUNIK 1 (à gauche) et Première station spatiale MIR (à droite)

La force de poussée F résulte directement de la variation de quantité de mouvement ($\alpha.v$) et de la masse de l'espèce utilisée selon la relation (1.3),

$$F = \dot{m} \cdot v \quad (1.3)$$

Toutefois, cette seule force de poussée ne définit pas la performance d'un propulseur. Un deuxième paramètre déterminant pour la propulsion est la consommation d'ergol nécessaire à une variation de vitesse, c'est-à-dire l'efficacité de réaction du propulseur. Cette efficacité se mesure par l'impulsion spécifique I_{sp} (s) qui s'écrit :

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m} \cdot g} = \frac{v}{g} \quad (1.4)$$

g : pesanteur à la surface de la terre

Donc pour un incrément de vitesse Δv donné, la masse d'ergol consommée peut vite varier selon l'impulsion spécifique du moteur comme le montre l'équation(1.5)

$$\Delta m = m_s(1 - e^{-\frac{\Delta v}{g \cdot I_{sp}}}) \quad (1.5)$$

Les propulseurs électriques développent de faibles forces de poussée comparées à celles que délivrent les propulseurs chimiques mais en revanche ils offrent des ISP jusqu'à 10 fois supérieures. Ceci démontre l'intérêt majeur des industriels pour la propulsion électrique.

1.2 La Propulsion électrique

La propulsion électrique a eu beaucoup de mal à s'imposer auprès des industriels en raison des faibles courants d'ions offerts par les sources à plasma, insuffisants pour faire concurrence aux propulseurs chimiques [5]. Cependant dès les années 50 avec l'apparition de nouvelles sources à plasma magnétisé, la propulsion électrique sort de l'ombre avec de grands projets de recherche aux USA et en URSS. Dès lors deux grandes familles vont émerger : les sources ioniques à grille aux USA avec le Professeur H. R. KAUFMAN et les moteurs à effet Hall en URSS grâce à l'équipe de A.I. MOROZOV [6] [7].

1.2.1 Les sources ioniques à grilles

Les décharges plasmas dans ces sources sont établies par une excitation radiofréquence, micro-onde ou continue [8]. H. KAUFMAN et ses collaborateurs de la NASA ont développé la première source ionique (vers la fin des années 50) à partir d'une décharge continue. Le principe est le suivant : le plasma est créé dans une chambre à décharge entre une cathode généralement externe et une paroi anodique. Un système d'aimants assure le confinement des électrons et les ions créés sont extraits à l'aide d'un système de deux ou trois grilles polarisées (cf. figure 1.3). Cette source est facile à mettre en œuvre et offre des ISPs très grandes mais présentent plusieurs limites :

1. pour le domaine spatial, la principale limite reste l'érosion des grilles d'extraction qui nécessite un remplacement régulier incompatible avec la maintenance des composants dans l'espace.
2. la pollution du jet d'ions par des particules issues de la pulvérisation des grilles
3. le courant d'ions produit est intrinsèquement lié à la différence de potentiel des grilles d'extraction donc à leur énergie. Ceci limite son utilisation pour des applications de traitements de surface où il est nécessaire d'avoir de fortes densités de courant à faible énergie.

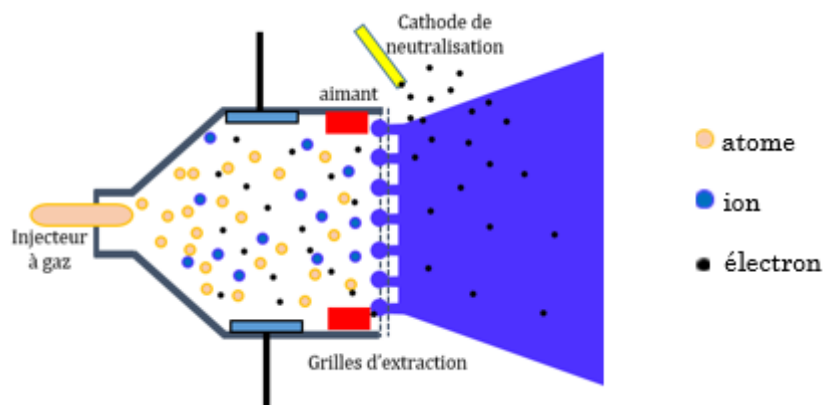


FIGURE 1.3 – Schéma de principe d'une source ionique à grilles

1.2.2 Les Propulseurs à Effet Hall (PEH)

Au début des années 60 A.I. Morozov et son équipe prenant conscience des possibilités qu'offraient les propulseurs à effet Hall, furent à l'origine du concept et de l'élaboration du premier propulseur à effet Hall de type SPT (Stationary Plasma Thruster) [9]. Ce n'est qu'en 1972 que le premier satellite doté d'un propulseur à effet Hall fût envoyé dans l'espace : il s'agit du satellite russe METEOR. Ce dernier démontra la faisabilité et la fiabilité des SPTs. Depuis cet avènement et avec l'explosion de la demande notamment dans le domaine des télécommunications, la propulsion électrique continue à s'imposer avec plusieurs centaines de propulseurs actuellement en fonctionnement. Les succès des missions d'exploration des sondes Deep Space 1 de la NASA utilisant une source ionique à grilles NSAR et SMART 1 (cf. figure 1.4) utilisant un propulseur à effet Hall PPS-1350 (développé par la SNECMA) en tant que propulseur principal, ont consolidé l'intérêt suscité par les propulseurs plasmiques [10] [11] [12].

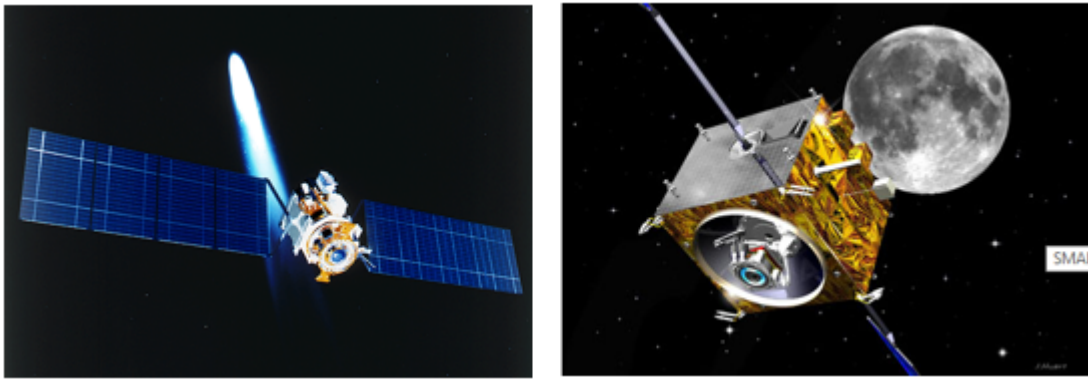


FIGURE 1.4 – Représentation artistique des sondes : Deep Space 1 de la NASA (à g.) et SMART 1 de l'ESA (à d.)

Outre la propulsion électrique, les propulseurs à effet Hall peuvent être utilisés dans le domaine de la microélectronique ainsi que des traitements de surface des matériaux.

1.3 Physique de la décharge dans un PEH

L'ensemble des travaux menés durant cette thèse concerne l'étude des propulseurs à effet Hall, donc dans cette partie nous nous intéresserons plus particulièrement à la physique qui régit ce type de décharge plasma [13]. Le schéma de principe d'un PEH est illustré sur la figure 1.5.

Les décharges plasmas dans les propulseurs à effet Hall présentent des propriétés très particulières (comparées aux plasmas de type maxwelliens) liées à la configuration en champs croisés (\mathbf{ExB}) qui régit ces décharges. Le gaz propulsif est injecté par l'arrière du propulseur et s'ionise à l'intérieur d'un canal de décharge formé par un jeu de céramiques (Al_2O_3 ou $BN - SiO_2$) annulaires coaxiales. La tension de décharge est appliquée entre une anode placée au fond du canal et une cathode creuse externe. Une partie du flux d'électrons fourni par la cathode est nécessaire à l'amorçage de la décharge et l'autre partie sert à la neutralisation du faisceau d'ions. La décharge est essentiellement maintenue par les collisions électrons-atomes.

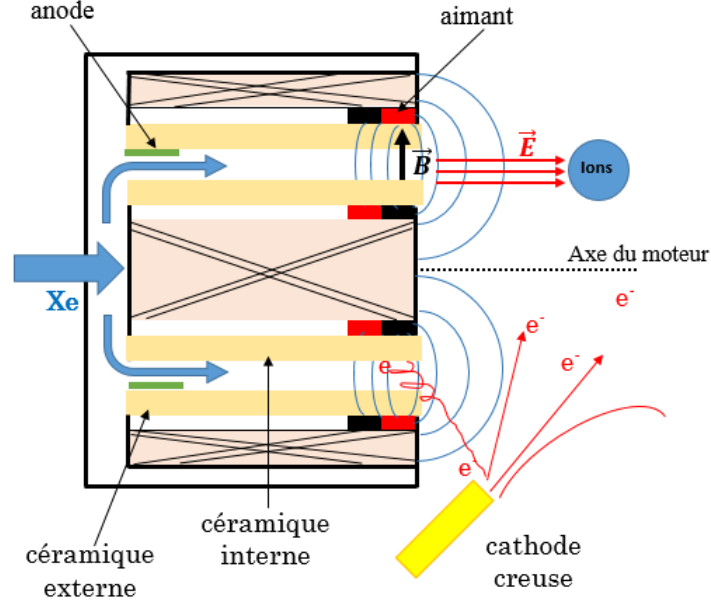


FIGURE 1.5 – Schéma de principe d'un Propulseur à Effet Hall (PEH)

La pression de travail équivalente à la pression résiduelle autour des satellites (avec la désorption des éléments autour du propulseur) se situe en général autour de 10^{-5} mbar. A cette pression, le libre parcours moyen des électrons (λ_e) (eq. 1.6) étant bien supérieur aux dimensions du canal de décharge, il est nécessaire de confiner les électrons avec un champ magnétique afin d'augmenter leur temps de résidence et ainsi favoriser les collisions ionisantes.

$$\lambda_e = \frac{1}{n_0 \cdot \sigma_{en}} \quad (1.6)$$

Avec σ_{en} = section efficace d'ionisation égale à $20 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ pour une température électronique $T_e = 20 \text{ eV}$, n_0 = densité d'atomes injectés (cm^{-3}).

Pour générer un champ magnétique radial un système de bobines ou d'aimants est utilisé. Les électrons prennent alors une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ magnétique à la pulsation cyclotronique électronique ($\omega_{ce} = eB/m$), ce qui augmente la probabilité de collisions ionisantes.

Ce champ magnétique réduit la mobilité électronique axiale et les électrons subissent une dérive azimutale qui crée un très fort courant dit de « Hall » de l'ordre de plusieurs dizaines d'Ampères pour certains propulseurs (eq.1.7). Une force dite de Laplace découle de l'interaction entre le champ magnétique et ce courant de Hall (J) qui s'exprime comme suit :

$$\vec{F} = \vec{J} \wedge \vec{B} \quad (1.7)$$

En considérant que le champ magnétique est purement radial, on génère un fort champ électrique axial (E_x) tout en conservant la même densité de courant ($E_x = J_e / \sigma_e$). La vitesse azimutale des électrons s'écrit alors :

$$v_{e\theta} = \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{ce}^2 + v_{qm}} \cdot \frac{E_x}{B_r} \quad (1.8)$$

En négligeant la fréquence d'échange de quantité de mouvement électron-neutres et ion-neutre (v_{qm}) dans cette zone à fort champ magnétique, le champ électrique est équivalent au produit de la vitesse azimutale des électrons $v_{e\theta}$ et du champ magnétique radial B_r (eq. 1.9).

$$E_x \simeq v_{e\theta} \cdot B_r \quad (1.9)$$

Les ions sont ainsi accélérés par ce fort champ électrique axial et éjectés du canal de décharge formant ainsi un jet d'ions focalisé grâce à la lentille électromagnétique : c'est la plume du moteur.

Transport des particules

L'approche de l'étude du transport des espèces dans la décharge peut se faire du point de vue des électrons ou des ions. En régime stationnaire, l'équation de mouvement des électrons suivant la direction axiale c'est-à-dire perpendiculaire au champ (\vec{B}) s'exprime comme suit :

$$m_e n_e \cdot \frac{d\vec{v}_{ex}}{dt} = q n_e \cdot (\vec{E}_x + \vec{v} \wedge \vec{B}) - \vec{\nabla} p_e - m_e n_e v_{Tcoll} \cdot \vec{v}_{ex} \quad (1.10)$$

Où v_{ex} est la vitesse de dérive des électrons le long de l'axe, n_e la densité électronique locale, m_e la masse de l'électron et $v_{Tcoll} = n_{ac} \cdot <\sigma_{e0} \cdot v_e>$ la fréquence totale de collisions électro-niques (où σ_{e0} : section efficace de collision atome-électron).

L'ionisation des atomes n'étant pas uniforme, le mouvement des électrons autour des lignes de champs est soumis à des gradients de pression électronique. Toutefois, dans la direction axiale au vu de la faible masse des électrons, ces effets de pression peuvent être négligés devant les autres forces mises en jeu.

La physique du plasma dans un PEH reste particulière due à cette zone de champs croisés $\vec{E} \wedge \vec{B}$. Les propriétés du plasma sont différentes suivant la position où l'on se trouve dans la décharge. Ainsi quatre principales zones, dont trois se situant dans le canal sont identifiées comme illustré sur la (figure 1.6). On observe ainsi :

1. La zone 1 ou zone proche anodique : le gaz est injecté à cet endroit du canal, ce qui en fait une zone à forte densité atomique (N_{at}). Le champ magnétique y est relativement faible et le champ électrique quasi-nul.
2. Dans la zone 2 ou zone d'ionisation : l'influence du champ magnétique permet de réduire le libre parcours moyen des électrons. En conséquence, une grande partie du flux d'atomes injecté est ionisé dans cette zone par collision électron-neutre d'où une chute de (N_{at}). La densité électronique y est très forte et le potentiel quasi constant.
3. La zone 3 ou zone d'accélération est définie par le fort champ électrique accélérateur qui y règne. Ce champ permet d'accélérer les ions et de les éjecter hors du canal de décharge. La densité (N_{at}) y est très faible et le champ magnétique très fort. Cette zone peut s'étaler jusqu'à quelques millimètres après le plan de sortie.

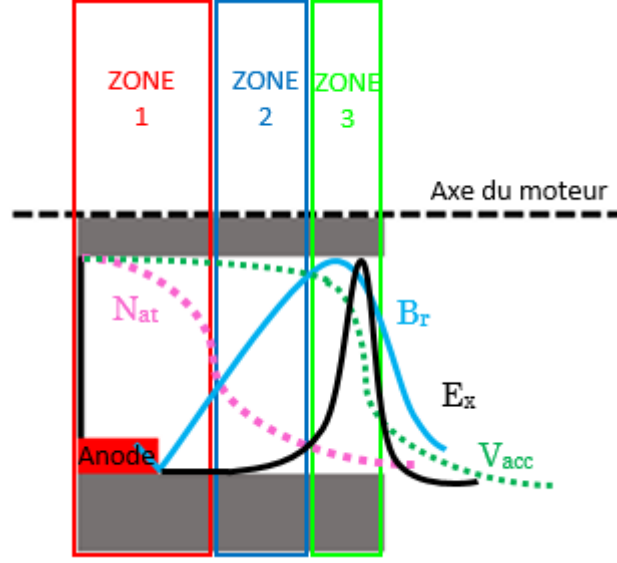


FIGURE 1.6 – Représentation des différentes zones du plasma dans un PEH et la répartition des paramètres de la décharge : densité atomique (N_{at}), champ magnétique (B_r), champ électrique (E_x) et potentiel d'accélération (V_{acc})

4. Et enfin la zone 4 qui représente la plume du moteur (jet d'ions)

Cette délimitation des zones n'est pas en réalité aussi franche. Il existe un chevauchement des zones 2 & 3 dans la plupart des PEH. Cette superposition reste l'un des points essentiels dans l'optimisation de ces moteurs car cela conduit à une dispersion énergétique des ions, donc à une diminution de leur performance. Des moteurs à double étage comportant un étage d'ionisation et un d'accélération sont actuellement développés pour palier à ce problème [14] [15]. La longueur du canal de décharge (L) est choisie de telle sorte que le champ magnétique n'influe que sur la trajectoire des électrons. Les ions ne sont pas magnétisés c'est-à-dire que leur trajectoire est uniquement liée au champ électrique.

Le rayon de Larmor des ions R_{Li} doit être très supérieur à L qui lui-même sera très supérieur à celui des électrons R_{Le} comme le montre l'équation 1.12.

$$R_{th} = \frac{m \cdot v_{th}}{e \cdot B} \quad (1.11)$$

$$R_{Le} \ll L \ll R_{Li} \quad (1.12)$$

Transport anormal des électrons

Les électrons dérivent vers l'anode par collisions avec les atomes ou les parois des céramiques. La mobilité des électrons dans la direction axiale est classiquement proportionnelle à la fréquence totale de collision v_{Tcoll} .

$$\mu_{ex} \simeq \frac{m_e}{e \cdot B_r^2} \cdot v_{Tcoll} \quad (1.13)$$

Cependant, le courant électronique expérimentalement mesuré sur les PEH est très élevé pour résulter uniquement de cette mobilité. On parle de « transport anormal » des électrons [16] [17]. La compréhension de ce phénomène reste à ce jour l'un des défis majeurs des équipes de recherches sur les propulseurs à effet Hall. De nombreuses études ont été déjà effectuées pour comprendre ce phénomène même s'il reste à ce jour de nombreux points d'interrogation. Cependant plusieurs hypothèses sont avancées dans les travaux publiés :

1. transport lié à la diffusion de type « bohm » [18]
2. transport pariétal c'est-à-dire la diffusion des électrons due aux collisions électrons-parois [19]
3. émission secondaire des céramiques : en effet, la surface des céramiques délimitant le canal de décharge étant soumise à un bombardement perpétuel des ions, des électrons secondaires sont probablement créés. [20] [21] [22]

Les calculs faits à partir des modèles hybrides développés par l'équipe du laboratoire LAPLACE ont montré que toutes ces raisons évoquées ci-dessus ne suffisaient pas à expliquer cette anormalité. [23]

D'autres études actuellement menées s'intéressent à la notion de turbulence dans ces moteurs [24] [25]. Ceci pourrait éventuellement permettre d'expliquer le coefficient de transport électronique trop élevé observé.

Trois différents propulseurs à savoir le PPI, PPI-Mag et le SPT 20, ont fait l'objet d'étude durant la thèse. Dans la partie qui suit, nous donnerons une rapide description de ces moteurs ainsi que leurs conditions de fonctionnement.

1.4 Les moyens expérimentaux

1.4.1 Le PPI (Petit Propulseur Innovant)

Le PPI est un petit propulseur à effet Hall dérivé de la technologie des Propulseurs à Plasma Stationnaire en particulier du PPS-100. Ce moteur a été conçu suivant des lois d'échelle définies par simulation numérique [26] [27] [28] [29].

Les différentes étapes de la conception à la mise en œuvre du PPI ont été réalisées dans le cadre des travaux de thèse de Alain Leufroy [3].

Sa spécificité repose sur son circuit magnétique uniquement composé d'aimants permanents à la place du système de bobines classiquement utilisé. L'utilisation d'aimants permet de réduire l'encombrement du moteur mais également de renforcer le rendement propulsif du moteur en économisant la puissance électrique consommée par les bobines.

Le rendement propulsif η_{prop} résulte du rapport entre la force de poussée F (i.e. puissance transformée en poussée) et la puissance électrique totale consommée comme le montre l'équation 1.14.

$$\eta_{prop} = \frac{F^2}{2 \cdot \dot{m}_T \cdot P_T} \quad (1.14)$$

Le plan de conception du PPI est représenté sur la figure 1.7. Un jeu de céramiques coaxiales de type BN (Nitrure de Bore) délimitent le canal de décharge de longueur L égale 12 mm. Ces céramiques permettent d'isoler électriquement le plasma de la partie métallique du propulseur.

Les diamètres des céramiques sont de 16 mm pour l'interne et de 21 mm pour l'externe, ce qui donne une section de canal de $9,33 \cdot 10^{-4} m^2$. Le gaz est injecté dans le canal à travers une céramique poreuse qui joue un double rôle, d'une part de réduire la pression d'arrivée du gaz (effet tampon) et d'autre part d'homogénéiser sa répartition dans le canal.

La tension de décharge est appliquée entre l'anode localisée au fond du canal et une cathode creuse externe. Deux types de cathodes ont été utilisées la cathode « MIREA » et la « KHAI » qui seront décrites plus loin dans ce chapitre.

Le circuit magnétique est un cercle modulaire de petits aimants en Samarium Cobalt (SmCo). L'alternance des aimants avec des barrettes d'inox amagnétiques permettent de moduler la valeur du champ magnétique maximale B_{max} . Plusieurs versions du PPI ont fait l'objet d'étude dans les thèses antérieures [3] [30]. La version PPI250 dont la couronne magnétique est représentée en figure 1.8 a été retenue pour notre étude car elle offre les meilleures performances.

L'évacuation du flux thermique résultant de la puissance perdue, est essentielle au maintien en température des différents éléments du propulseur en particulier les aimants qui seront détruits au delà de $750^\circ C$ à savoir la température de curie du Samarium Cobalt (SmCo). Pour ce faire, un radiateur constitué d'un tube en cuivre noirci est fixé à l'arrière du moteur et permet d'évacuer la chaleur par rayonnement dans le vide.

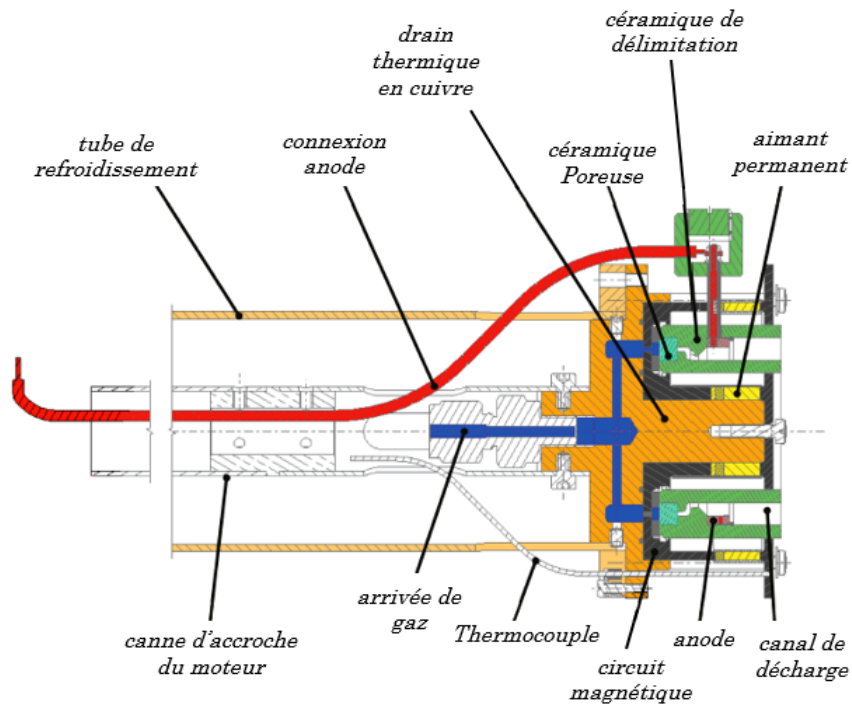


FIGURE 1.7 – Plan détaillé du PPI250 (vu en coupe) [3]

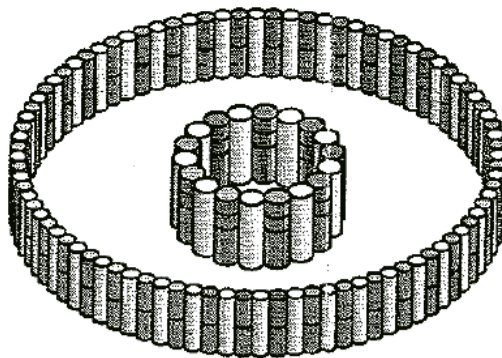


FIGURE 1.8 – Représentation des couronnes magnétiques du PPI250

Comportement électrique du PPI en xénon (Xe)

Le PPI250 étudié est la version idéale du PPI. C'est un moteur de faible puissance qui fonctionne généralement autour de 200 W. Ses caractéristiques électriques de fonctionnement en xénon sont récapitulées dans le tableau 1.1. Les performances du PPI250 à savoir la poussée, et donc le rendement propulsif ont été mesurées par A. Leuffroy [3].

Paramètres	Valeurs
Tension de décharge U_d (V)	150 - 350
Courant de décharge I_d (A)	0,50 - 1,5
Puissance électrique (W)	75 - 500
Débit d'anode en Xe (sccm)	5 - 10
Débit cathode en Xe (sccm)	0,7 - 2
Poussée (mN)	4 - 18
Impulsion spécifique (s)	600 - 1250

Les figures 1.9 et 1.10 présentent l'évolution des valeurs moyennes de la tension d'anode (U_{amoy}), du courant de décharge (I_{dmoy}) et du potentiel de cathode (V_{cmoy}) pour deux débits typiques de xénon. Ces caractéristiques sont représentatives des conditions de fonctionnement du PPI250.

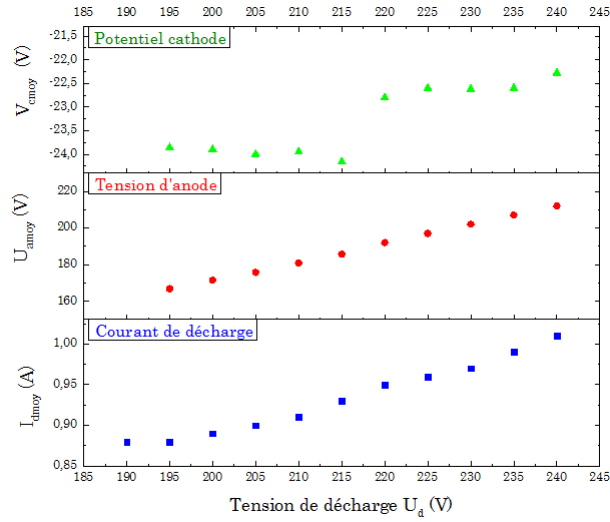


FIGURE 1.9 – Evolution de la valeur moyenne de la tension d'anode (U_{amoy}), du courant de décharge (I_{dmoy}) et du potentiel de cathode (V_{cmoy}) du PPI250 pour un débit de Xe de 8 sccm.

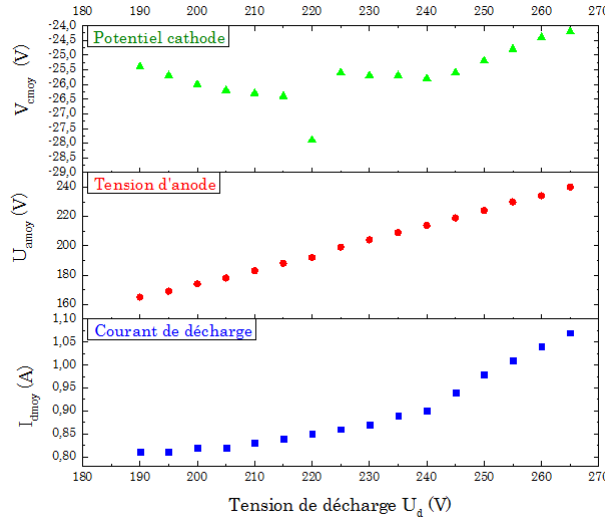


FIGURE 1.10 – Evolution de la valeur moyenne de la tension d'anode (U_{amo}), du courant de décharge (I_{dmo}) et du potentiel de cathode (V_{cmo}) du PPI250 pour un débit de Xe de 7 sccm.

1.4.2 Le PPI-Mag

Le PPI-Mag (cf. figure 1.11) est un propulseur à effet Hall conçu et réalisé au laboratoire ICARE dans le cadre des travaux de thèse de Julien Vaudolon. Sa conception est basée sur celle du PPI et l'objectif est l'optimisation magnétique du propulseur pour un fonctionnement en krypton. Le propulseur est en géométrie 2S0 c'est à dire que la section du canal est deux fois plus grande que celle du PPI. Les parois du canal de décharge sont en $BN-SiO_2$ et l'injection de gaz se fait non pas à travers une céramique poreuse mais par une série d'injecteurs placés à l'arrière. Le champ B est généré à l'aide de bagues aimantées en AlNiCo.

Ce propulseur offre trois topologies magnétiques différentes dont l'une reprend la configuration standard du PPI avec un B_{max} plus faible. Une des topologies est en configuration magnétique élargie qu'on appellera par la suite "B élargi". Cette dernière est confidentielle et ne sera donc pas exposée dans ce manuscrit.

L'augmentation de la section du canal permet de limiter les interactions du plasma avec les parois des céramiques car le rapport volume plasma en contact avec les céramiques sur le volume plasma total est réduit. En conséquence les pertes aux parois diminuent d'où une température des céramiques moins importante du fait de la réduction des collisions électrons-parois.

1.4.3 Le propulseur ukrainien SPT20 (Stationary Plasma Thruster)

Dans le cadre d'une collaboration entre le laboratoire GREMI et le laboratoire ukrainien « National Aerospace University KhAI », le faisceau d'ions du propulseur « SPT20 » a été caractérisé dans la chambre à vide du GREMI. Le SPT20 appartient à la famille des propulseurs de faible puissance. Il a fait l'objet de nombreuses études et améliorations durant ces 15 dernières années, d'où l'existence de plusieurs modèles. La figure 1.12 montre le design de la

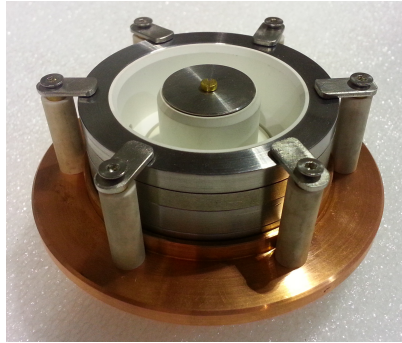


FIGURE 1.11 – PPI-Mag (crédit ICARE)

version qui a fait l'objet de l'étude à savoir le SPT20-M8.

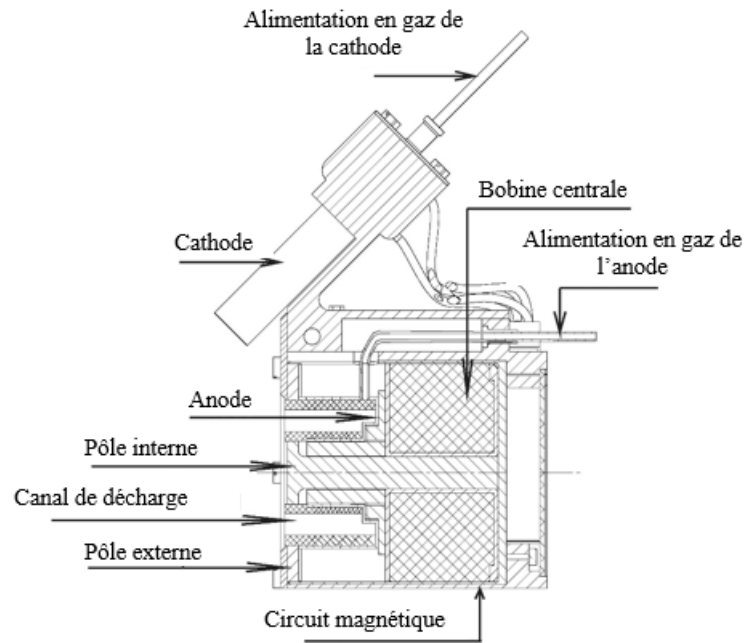


FIGURE 1.12 – Plan détaillé du SPT20 (vu en coupe) [31]

Le SPT20-M8 a une consommation électrique inférieure à 100 W et fonctionne avec un débit de masse de Xe compris entre 0,1 et 0,35 mg/s. La tension de décharge de fonctionnement varie entre 220 et 310 V. Le canal annulaire du SPT20 est délimité par 2 céramiques coaxiales de diamètres 23 mm (externe) et 15 mm (interne) soit une section de canal de $9,54 \cdot 10^{-4} m^2$. La longueur du canal de décharge est de 32 mm. La magnétisation est réalisée par la seule bobine centrale dont dispose le propulseur. Elle est placée en amont du canal de décharge contenant le distributeur de gaz de l'anode. La valeur maximum du champ magnétique radial de 20 mT est obtenue au niveau du plan de sortie du canal. Le SPT20-M8 offre une poussée de 2 à 5 mN et une impulsion spécifique de 1500 s avec une puissance électrique allant de 40

à 90 W. Pour ces conditions, le rendement est de l'ordre de 25% à 40% et l'efficacité estimée à 35%. La figure 1.13 montre le SPT20-M8 accompagné de sa cathode "KHAI" (décrite dans la section suivante) en fonctionnement dans la chambre à vide du GREMI.

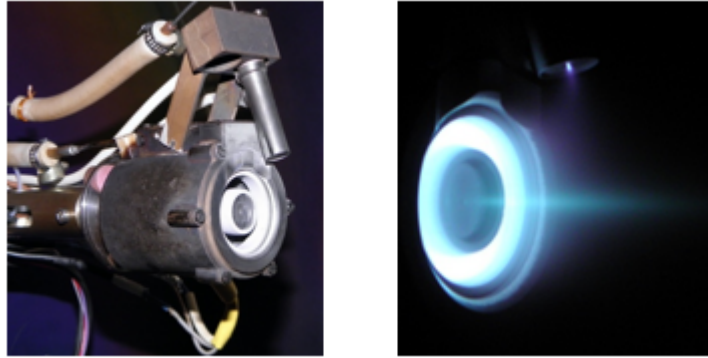


FIGURE 1.13 – Photographie du SPT20 en fonctionnement dans le caisson du « GREMI » [32]

1.4.4 Les cathodes

Pour amorcer la décharge dans le moteur une source extérieure d'électrons est nécessaire. Pour cela, nous utilisons des cathodes creuses capables de fournir un flux d'électrons suffisamment important pour démarrer la décharge et neutraliser le faisceau d'ions sortant du canal de décharge [33] [34].

Cathode MIREA

Une grande partie des expériences dont les résultats seront présentées a été obtenue avec la cathode « MIREA » (du nom du laboratoire qui la fournit), d'où l'intérêt de cette description. Cette cathode illustrée sur la figure 1.14 est de fabrication russe et consiste en un tube creux métallique de longueur 10 cm et de diamètre 2,5 cm. La « MIREA » appartient à la famille des cathodes chaudes. Elle consomme une puissance électrique importante car son fonctionnement repose essentiellement sur le chauffage d'un filament de tungstène traversé par un fort courant. Une alimentation ASF 400/20.20 fournit l'intensité nécessaire typiquement 14 A. Sa consommation électrique diminue le rendement du moteur. Le gaz utilisé est le xénon et le débit typique de 0,2 mg/s.

Le principe global est le suivant : une pastille d'un matériau émissif est placée à l'intérieur du tube. Généralement le matériau est une céramique de type Lab6 qui a un faible travail de sortie (2,6 eV). Un plasma de xénon est créé en aval de la céramique et l'émission des électrons se fait par bombardement ionique de la pastille mais aussi de manière complémentaire par le chauffage du filament.

A l'instant du démarrage, le flux d'électrons à fournir par la cathode est très important donc l'utilisation d'un « keeper ». Un « keeper » est une tige métallique (ici du tungstène) polarisée positivement (dans notre dispositif à la tension de décharge) qui aide à extraire les électrons à travers un orifice de sortie d'un diamètre de 4 mm situé en haut du tube. Après le démarrage du moteur, la tension au niveau du keeper est coupée.



FIGURE 1.14 – Photographie de la cathode « MIREA »

Cathode « KHAI »

La cathode dite « Khai » est une petite cathode creuse conçue au laboratoire ukrainien Khai University [35] et présentée sur la figure 1.15. Elle appartient à la catégorie des cathodes froides c'est-à-dire dépourvu de chauffage de filament. Son principe repose sur la création d'un plasma dans un tube de faible diamètre doté d'un étroit orifice de sortie inférieur à 0,5 mm. L'étroitesse de l'orifice entraîne une surpression dans le tube qui favorise les collisions dans le plasma de xénon.

Un matériau émissif à savoir un oxyde (composition confidentielle) placé en aval de l'orifice de sortie est bombardé par les ions pour émettre les électrons. Un claquage entre le corps de cathode et la pastille permet d'amorcer le plasma. Similairement à la "MIREA", un keeper est utilisé pour l'extraction des électrons au moment du démarrage du moteur.

Dans notre dispositif, la tension d'amorçage de la cathode de 700 V est générée par une alimentation haute tension MIDEK SK-1000-0.4A. Après le démarrage du moteur, cette tension est coupée et le plasma s'auto-entretient.

Cette dernière est mieux adaptée aux moteurs de faible puissance car le rapport débit cathode/ débit total de gaz est réduit, ce qui a pour conséquence une réduction des processus d'échange de charge en sortie de canal. Nous reviendrons largement sur ce point dans les chapitres suivants.

1.4.5 Le caisson du GREMI

L'ensemble des études expérimentales effectuées durant cette thèse ont été faites dans le caisson du GREMI (cf. figure 1.16). C'est un cylindre d'un mètre de long et de 50 cm de diamètre connecté à un système de pompage comprenant 3 pompes turbo-moléculaires des marques ADIXEN et VARIAN et 2 pompes primaires.

Un vide primaire de 10^{-2} mbar résiduelle est assuré par une des pompes primaires (ADIXEN). L'une des turbos est une T551 avec une vitesse de pompage de 551 l/min qui permet d'atteindre une pression résiduelle de 10^{-5} mbar dans le caisson. Cette pression étant insuffisante pour les conditions de décharge des applications visées, 2 autres pompes ADIXEN ATH2800



FIGURE 1.15 – Photographie de la cathode «KHAI»

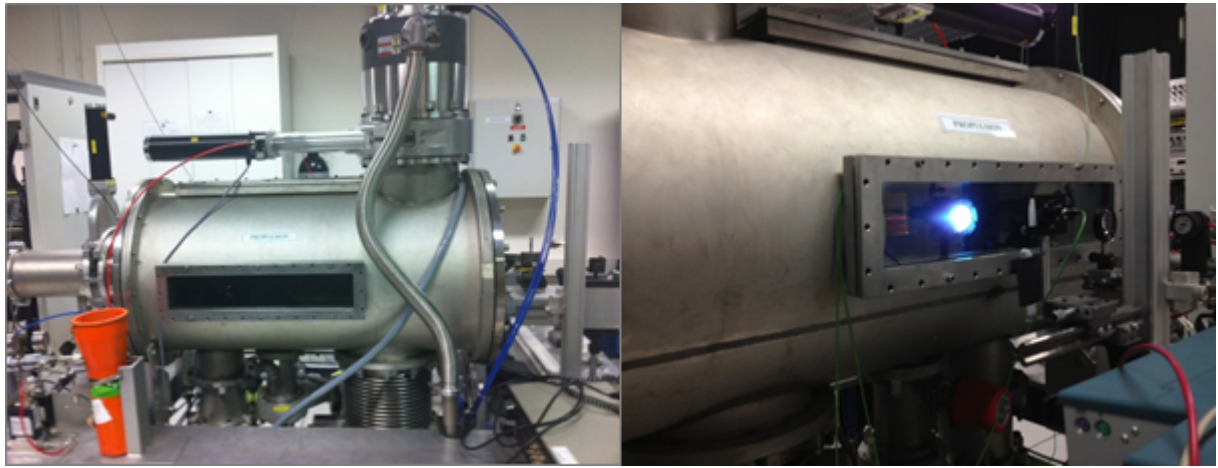


FIGURE 1.16 – Photographie du caisson du GREMI

(2800 l/min) et ATH2300 (2300 l/min) viennent en appui et permettent de descendre à des pressions aux alentours de $7,5 \cdot 10^{-8}$ mbar dans les meilleures conditions. L'ensemble constitue un système de pompage d'une capacité cumulée de 5650 l/min en azote. Pendant le fonctionnement du moteur la pression est à $5 \cdot 10^{-5}$ mbar pour un débit global de 1 mg/s de xénon (anode + cathode). Le moteur est placé sur un bras de translation isolé électriquement du caisson pour le maintenir au potentiel flottant. La présence de trois hublots (2 latéraux en verre et un central en quartz) fait de ce caisson un outil puissant pour l'étude des modèles de laboratoire grâce à la possibilité d'utilisation simultanée de plusieurs diagnostics (LIF, RPA, sonde de Langmuir, fluxmètre...).

1.4.6 L'analyseur d'énergie à champ retardateur ou RPA

L'analyseur d'énergie ou RPA (Retarding Potential Analyser) est une sonde électrostatique couramment utilisée dans le diagnostic des propulseurs à effet Hall [36]. Il permet l'analyse des particules chargées (électrons ou ions) présentes dans un jet d'ions. La mesure de la densité du plasma est également possible malgré le caractère anisotrope du faisceau [37]. En effet, le

caractère non maxwellien du plasma limite le choix des sondes adaptées(exemple de la sonde de Langmuir).

La détermination de la fonction de distribution en énergie des espèces est possible car le principe du RPA réside sur le filtrage en énergie des particules chargées [38] [39] [40].

Mise en œuvre du RPA

La mise en œuvre du RPA consiste en un bloc compact d'un diamètre extérieur de 25 mm et de longueur 30 mm. L'analyseur est généralement placé dans la plume du moteur d'où l'existence d'une cage Faraday enveloppant l'ensemble du bloc RPA afin d'éviter toute influence du RPA sur les caractéristiques du plasma environnant et inversement.

L'analyseur dont une représentation schématique est illustrée en figure 1.17, comporte 4 grilles (G_0, G_1, G_2, G_3) isolées entre elles par des céramiques et un collecteur. Les grilles sont alignées parallèlement à l'orifice d'entrée de diamètre $d_{orifice}$ égal à 4 mm. Le choix du type de grille (géométrie, pas, matériau) et leur alignement constituent les points essentiels quant à la performance et à la fiabilité des mesures.

En effet, les particules captées par la sonde passent à travers les trous des différentes grilles avant d'arriver au collecteur. Il est donc important de bien aligner les grilles de façon à optimiser la transparence totale du RPA. La transparence de l'analyseur utilisé dans nos expérimentations n'est pas connue cependant étant donné qu'elle reste similaire pour toutes les mesures, une étude relative est possible.

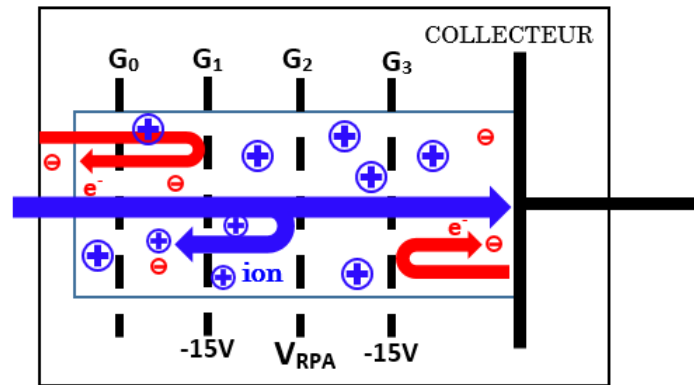


FIGURE 1.17 – Schématisation de l'analyseur d'énergie (RPA)

Pour l'utilisation que l'on en fait dans ces travaux à savoir la caractérisation des particules ioniques, les grilles sont polarisées comme suit :

1. La première grille G_0 est au potentiel de masse : ce qui permet de limiter les perturbations électromagnétiques liées notamment aux oscillations du plasma car ce dernier ne pourra pénétrer dans l'analyseur. En effet ces interactions plasma-RPA peuvent induire des effets de gaine conduisant à des élargissements de profils. Cette grille permet également de protéger le plasma des effets des champs électriques intrinsèques au RPA.

2. La grille G_1 polarisée négativement (dans nos expériences -15 V) dans un but de repousser les électrons du plasma laissant passer uniquement les ions. L'utilisation de cette grille est nécessaire car lorsque les électrons entrent dans le système de grilles, on augmente les processus d'ionisation et de recombinaison à l'intérieur du bloc RPA induisant des déformations sur les profils recueillis ou encore une surestimation ou une sous-estimation du courant collecté.
3. G_2 représente la grille de discrimination c'est-à-dire qu'elle sert à filtrer les ions par leur énergie. La grille est polarisée positivement à V_{RPA} et en conséquence seuls les ions ayant une énergie totale (énergie cinétique et potentielle) supérieure à qV_{RPA} pourront traverser la barrière de potentiel et ainsi être collectés.
4. La dernière grille G_3 est également une grille de correction. En effet la surface métallique du collecteur est soumise à bombardement continu des ions énergétiques incidents. Ce bombardement entraîne l'émission d'électrons secondaires qui induit un risque de création de zones de charge d'espace dans l'analyseur mais également une surestimation de la quantité de charges collectés. Cette grille est alors polarisée négativement (-15 V) établissant un champ électrique qui redirige les électrons secondaires vers le collecteur.

Enfin les particules qui réussissent à traverser toutes ces barrières énergétiques sont recueillies sur le collecteur. Ce dernier peut, en présence de particules peu énergétiques, être polarisé à un potentiel opposé aux particules à analyser, mais dans notre cas il est mis au potentiel de masse. La figure 1.18 montre la répartition des potentiels dans le RPA.

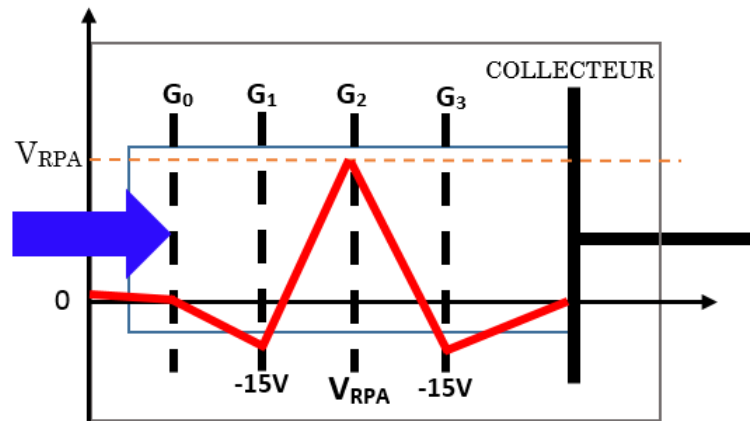


FIGURE 1.18 – Répartition du champ de potentiel dans l'analyseur d'énergie (RPA)

Les charges collectées génèrent ainsi un courant ionique égal à I_{coll} est proportionnel à la densité de courant total d'ions (J_{ion}) à l'entrée de l'analyseur ($S_{orifice}$) diminuée du facteur $(1 - \Gamma)$ lié à la transparence totale du RPA.

$$I_{coll} = S_{orifice} \cdot \Gamma \cdot J_{ion} \quad (1.15)$$

$$I_{coll} = \frac{\pi}{4} \cdot \Gamma \cdot d_{orifice}^2 \cdot J_{ion} \quad (1.16)$$

Le courant collecté est transféré vers le système d'acquisition au moyen d'un câble blindé de faible capacité. Un oscilloscope Tektronix TDS 5104 d'une impédance d'entrée de 50 Ω enregistre les signaux. La connaissance de la capacité équivalente du circuit de mesure est nécessaire pour les mesures temporellement résolues.

En revanche, en ce concerne l'établissement de la Fonction de Distribution en Energie des Ions (FDEI), les courants d'ions étant moyennés sur un temps long, les effets de retard induits par le dispositif de mesure pourront être négligés.

Les particules chargées (nq) qui arrivent au RPA ont nécessairement été accélérés d'où une énergie totale (E_i) égale à la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle :

$$E_i = E_{ic} + E_{ip} \quad (1.17)$$

La relation entre l'énergie totale des ions et le potentiel de discrimination (V_{RPA}) s'exprime ainsi :

$$E_i = nqV_{RPA} = \frac{1}{2}mv^2 + nqV_p \quad (1.18)$$

Les mesures d'analyseur d'énergie associées aux mesures de spectroscopie de Fluorescence Induite par Laser qui donnent directement E_{ic} permettront d'évaluer le potentiel plasma (V_p) dans la zone de mesure. Si on considère alors un ion une fois chargé, la projection de son vecteur vitesse (v_{ix}) suivant l'axe de l'analyseur orthogonal aux grilles s'écrit :

$$v_{ix} = \sqrt{\frac{2q \cdot (V_{RPA} - V_p)}{m}} \quad (1.19)$$

En négligeant le potentiel plasma V_p devant le potentiel de discrimination (V_{RPA}) on obtient :

$$v_{ix} = \sqrt{\frac{2qV_{RPA}}{m}} \quad (1.20)$$

Informations extraites des mesures de RPA

CONFIGURATION AXIALE

Pour la mesure de l'énergie des ions, le RPA est placé sur un bras de translation sur l'axe et en face du moteur. Plusieurs positions peuvent être sondées permettant la détermination des temps de vol des espèces ionisées et accélérées.

La fonction de distribution en énergie et en vitesse

En variant le potentiel de filtrage V_{RPA} , on remonte à la distribution en énergie des ions. Dans l'hypothèse d'une transparence du RPA indépendante de l'énergie des ions collectés, la densité de flux ionique (J_{ion}) peut s'écrire comme suit :

$$J_{ion} = q \int_0^{\infty} FDEI(E_i) \cdot dE_i \quad (1.21)$$

Et donc d'après les équations (eq. 1.15) et (eq. 1.21), le courant collecté (I_{coll}) est lié au FDEI par la relation suivante :

$$I_{coll} = q \cdot S_{orifice} \cdot \Gamma \cdot \int_0^{\infty} FDEI(E_i) \cdot dE_i \quad (1.22)$$

Suivant l'axe de l'analyseur, la Fonction de Distribution en Vitesse des Ions (FDVI) est lié au FDEI par la relation suivante :

$$FDEI(E_{ix}) \cdot dE_{ix} = FDVI(v_{ix}) \cdot dv_{ix} \quad (1.23)$$

Sachant que $dE_{ix} = mv_{ix} \cdot dv_{ix}$, le courant collecté (I_{coll}) en fonction de la FDVI s'écrit :

$$I_{coll} = \frac{q \cdot S_{orifice} \cdot \Gamma}{m} \int_{\sqrt{\frac{2qV_{RPA}}{m}}}^{\infty} \sqrt{\frac{2qV_{RPA}}{m}} \cdot FDVI(v_{ix}) \cdot dv_{ix} \quad (1.24)$$

On obtient alors la fonction de distribution en énergie des ions par la dérivée première du courant collecté par rapport au potentiel de répulsion V_{RPA} :

$$FDEI(E_i) = -\frac{1}{q^2 \cdot \Gamma \cdot S_{orifice}} \cdot \sqrt{\frac{m}{2qV_{RPA}}} \cdot \frac{dI_{coll}}{dV_{RPA}} \quad (1.25)$$

Dans un but de simplification, puisqu'on s'intéresse principalement à l'allure de la FDEI, on retiendra pour la suite l'approximation suivante :

$$FDEI(E_i) = \frac{dI_{coll}}{dV_{RPA}} \quad (1.26)$$

L'analyseur d'énergie est un outil puissant pour le diagnostic de la plume du moteur. En dépit des différentes précautions de mesures, il demeure toutefois des sources d'erreurs sur la mesure de la densité ionique, provenant de la transparence des grilles du RPA mais également des fluctuations du potentiel flottant à l'emplacement de la sonde. L'analyseur induit intrinsèquement un élargissement sur la distribution énergétique des ions. Cet élargissement a été déterminé en mesurant la FDEI d'une source d'ions monocinétiques (vérifiée par des mesures de LIF). La mesure a donné un profil élargi alors que la réponse attendue était un « Dirac ». Ainsi l'élargissement intrinsèque au RPA pour des ions d'énergie égale à 200 eV (comme dans nos expériences) a été évalué à 20 eV [41]. et devra être pris en compte dans l'interprétation des mesures.

CONFIGURATION ANGULAIRE

L'exploration angulaire de la plume du moteur nécessite de positionner le RPA sur un bras rotatif. L'installation du RPA en configuration angulaire dans le caisson du « GREMI » est représentée sur la figure 1.19. Cette disposition permet d'évaluer la distribution angulaire des particules représentative de la divergence du faisceau qui est un facteur important pour l'efficacité du moteur. En effet, les ions éjectés avec de grands angles ne contribuent pas à l'effort de poussée, ce qui réduit le rendement du moteur.

Le système de rotation est conçu de telle sorte que les grilles du RPA soient perpendiculaires à la direction analyseur-centre du moteur quel que soit l'angle d'observation. La distance entre le RPA et le plan de sortie du moteur est de 35 cm.

Dans la littérature, il est retenu que l'essentiel du courant ionique (soit 95%) se trouve dans un cône de demi-angle Θ typiquement égal à 45° dans les moteurs les plus optimisés [42]. Le courant d'ions mesuré dans ce demi-angle est représentatif de la divergence du jet d'ions. Le rendement d'ionisation est déduit de la mesure de la densité ionique sur toute l'envergure de la plume. Le taux d'ionisation η_{ion} s'écrit alors :

$$\eta_{ion} = \frac{I_i}{q\phi_{at}} \quad (1.27)$$

Le courant ionique total équivaut à l'intégrale de la densité ionique J_i mesurée sur la surface S (zone de mesure) :

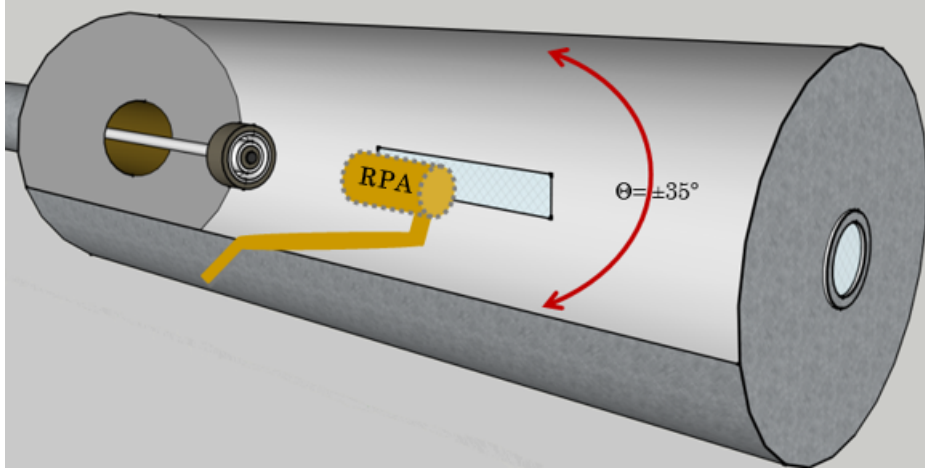


FIGURE 1.19 – configuration angulaire du RPA dans le caisson

$$I_i = \iint_S J_i \cdot dS \quad (1.28)$$

L'équation 1.28 s'écrit dans un système de coordonnées sphériques

$$I_i = r^2 \int_0^\pi \int_0^{2\pi} J_i(r, \theta, \phi) \cdot \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\phi \quad (1.29)$$

La zone de mesure étant un cylindre avec un axe de symétrie (direction axiale du jet), l'équation 1.29 se simplifie comme suit :

$$I_i = 2\pi r_0 \int_0^\Theta J_{i0}(\theta) \cdot \sin\theta \cdot d\theta \quad (1.30)$$

J_{i0} = densité de courant d'ions à la distance r_0

Le taux d'ionisation s'écrit finalement :

$$I_i = \frac{\int_0^\Theta J_i(\theta) \cdot \sin\theta \cdot d\theta}{q\phi_{at}} \quad (1.31)$$

Toutefois, les mesures effectuées dans nos expériences sont limitées à 35° par les dimensions du caisson du « GREMI ». Cette contrainte ne permet donc pas de déterminer la divergence absolue du jet mais offre une vision réaliste de son évolution en fonction des différents paramètres.

Chapitre 2

Fluorescence Induite par Laser

La fluorescence Induite par Laser ou LIF en anglais (Laser Induced Fluorescence) est un diagnostic optique non intrusif appliqué aux plasmas pour la mesure de densité ou de vitesse de particules selon les caractéristiques de la source laser utilisée [43]. La méthode repose sur l'excitation résonnante d'un niveau atomique ou moléculaire par un laser. Elle présente les avantages d'une bonne résolution spectrale (largeur de raie), spatiale (diamètre du faisceau) ou temporelle (laser impulsif) ainsi qu'une grande sensibilité. En effet, l'utilisation d'une diode laser accordable monomode continue permet de discriminer les différents atomes ou ions. Les espèces d'intérêt absorbent le laser sur toute la longueur d'interaction faisceau-plasma. La cartographie spatiale de la plume peut être réalisée grâce à la mesure de la fluorescence à différentes positions [44] [45].

Dans ces travaux, nous nous intéresserons plus particulièrement à l'étude de la vitesse axiale des ions de Xe dans la plume des propulseurs étudiés. La cartographie en vitesse du faisceau d'ions permettra la détermination du champ accélérateur donc de la répartition du potentiel dans la plume proche du plan de sortie.

Deux sources à savoir le PPI et le SPT20 décrits précédemment ont été étudiés. Ces deux sources de conception différente présentent des dimensions et des circuits magnétiques différents (aimant permanent pour le PPI et bobine centrale pour le SPT20). La comparaison des résultats peut être très intéressante pour une meilleure compréhension des processus d'accélération dans les moteurs de petite taille mais aussi pour l'amélioration de la validité des lois d'échelle.

2.1 Généralités sur la Fluorescence Induite par Laser

2.1.1 Principe de la LIF

La figure 2.1 présente le schéma de principe de la méthode de LIF. Il repose sur un processus en deux étapes :

1. L'étape 1 correspond à l'absorption d'un photon par un niveau atomique $|i\rangle$ (métastable ou non). Cette étape est résonnante et sélective et nécessite un laser accordable pour pouvoir balayer autour de la fréquence de résonance.

2. L'étape 2 correspond à l'émission de la fluorescence lors de la désexcitation du niveau ainsi excité $|j\rangle$ vers un niveau $|k\rangle$ inférieur. Ce niveau $|k\rangle$ peut être le même que le niveau de départ : on parle alors de Fluorescence Induite par Laser résonnante. La mesure de cette fluorescence renseigne sur l'état atomique initial notamment la densité d'espèces, leur nature ou leur vitesse.

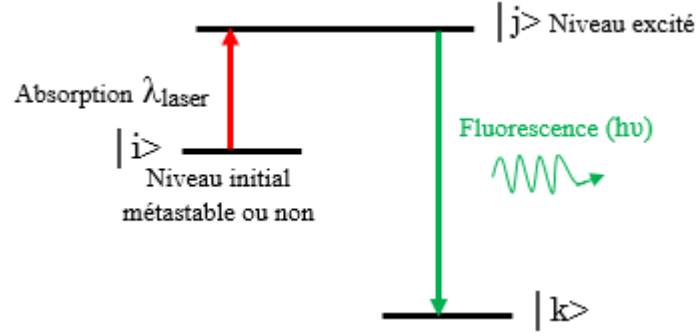


FIGURE 2.1 – schéma principe de la Fluorescence Induite par Laser.

La mesure de la fluorescence émise en fonction de la fréquence du laser (ν_L) est la convolution entre le profil de la raie observée et le profil spectral du laser. L'acquisition des signaux de LIF dépend alors de la durée de vie des niveaux (grande dans le cas des états métastables), de la population du niveau sondé, de la section efficace d'absorption, du profil laser, et du système de détection optique.

2.1.2 Décalage Doppler et vitesse des ions

La détermination de la vitesse des ions repose essentielle sur le phénomène de décalage Doppler.

Si on considère un atome (ici ions) en mouvement par rapport à un observateur immobile donné (ici vecteur d'onde \vec{k} source laser), un décalage fréquentiel $\Delta\nu$ est observé par rapport à la fréquence d'onde de l'atome au repos. Deux cas de figures sont alors possibles comme illustrés sur la figure 2.2.

- l'atome se rapproche de l'observateur : \vec{k} et \vec{v} sont de sens contraire $\Delta\nu < 0$.
- l'atome s'écarte de l'observateur : \vec{k} et \vec{v} sont de même sens $\Delta\nu > 0$.

En pratique, les ions sont éjectés du canal de décharge avec une certaine vitesse (v), ce qui entraîne un décalage de la fréquence d'absorption du laser par les ions (ν_{abs}) par rapport à la fréquence d'absorption des ions au repos (ν_0) qui s'écrit :

$$\nu_{abs} = \nu_0 \left(1 + \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}}{c} \right) \quad (2.1)$$

\vec{k} : vecteur d'onde de la source laser.

\vec{v} : vitesse d'éjection des ions.

Ainsi, la projection du vecteur vitesse des ions (\vec{v}) suivant l'axe de propagation du laser donne :

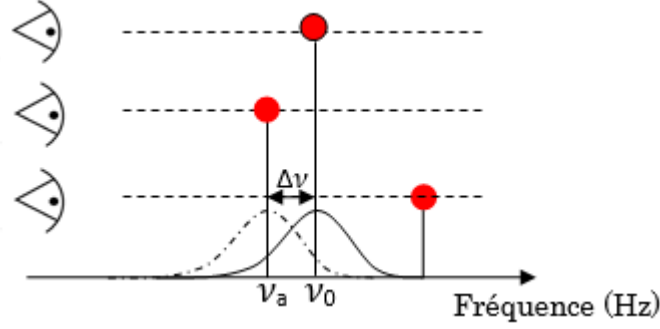


FIGURE 2.2 – schématisation du décalage Doppler.

$$\bar{V}_{\parallel \vec{k}} = c \frac{\nu_{abs} - \nu_0}{\nu_0} = c \frac{\Delta \nu}{\nu_0} \quad (2.2)$$

2.1.3 Informations déduites de la LIF : Mesure de la Fonction de Distribution en Vitesse des ions

La fluorescence émise à partir du niveau excité $|j\rangle$ est collectée par un photomultiplicateur. L'équation 2.3 met en relation le nombre de photons de fluorescence émis avec la distribution en vitesse des espèces sondées en tenant compte des profils laser et atomique. L'approximation selon laquelle la population de l'état initial N_j est très largement supérieure à celle de l'état $N_j (N_i \gg N_j)$ est faite. La dépopulation de l'état $|j\rangle$ par collision (*taux de Quenching*) est négligée.

$$N_{fluo} = \int_{-\nu}^{\nu} N_i \frac{I_L(\nu)}{h\nu} \sigma_{ij}(\nu) d\nu \quad (2.3)$$

avec : N_{fluo} : Nombre de transition par seconde pour la transition. et σ_{ij} : section efficace d'absorption.

La théorie de base de la spectroscopie LIF est largement décrite dans [46] par S. Mazouffre. Plusieurs caractéristiques du plasma peuvent dès lors être déduites des signaux LIF, à savoir :

- la densité d'atomes de l'état métastable N_i sondé.
- Dans le cas où la largeur spectrale du faisceau laser est infiniment plus fine que le profil de raie, la largeur du profil de LIF permet la mesure des paramètres atomiques et on obtient directement la Fonction de Distribution en Vitesse des espèces (FDV). De la FDV sont déduites la vitesse la plus probable correspondant au maximum de la FDV (1^{er} moment de la FDV) ainsi que la vitesse moyenne (2^{eme} moment de la FDV) [cf. équation 2.4].

$$\bar{v} = \frac{\int v \cdot FDV(v) dv}{\int FDV(v) dv} \quad (2.4)$$

De la même manière on peut accéder à la dispersion en vitesse des particules grâce à l'équation 2.5. La dispersion donne accès à la température des particules qui est directement liée à la largeur à mi-hauteur de la FDV dans le cas d'un plasma maxwellien (profil gaussien).

Dans le cas des propulseurs à effet Hall, la dispersion informe sur la superposition des zones d'ionisation et d'accélération des particules.

$$d = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot \sqrt{\frac{\int v^2 \cdot F DV(v) dv}{\int F DV(v) dv}} \quad (2.5)$$

Elargissement des profils

Les signaux LIF sont souvent très bruités, de formes complexes et peuvent subir des élargissements et déformations dues à plusieurs phénomènes dont les principaux sont :

- L'effet Stark (champ électrique) : décalage fréquentiel causé par les collisions entre les électrons et les atomes excités.
- L'effet Zeeman résultant du champ magnétique
- La puissance laser : l'intensité du signal de fluorescence (et donc le rapport S/B) est proportionnelle à la puissance laser. Cependant, à partir d'une certaine valeur de puissance, la transition optique est saturée menant à un élargissement des signaux [47] [48].
- La pression : par un processus collisionnel

Tout cela contribue à la difficulté d'interprétation des profils LIF, nécessitant dans certains cas des opérations de déconvolution des signaux.

2.2 Le banc optique

2.2.1 Description

La mise en œuvre du banc de LIF, présenté en figure 2.4, reste assez complexe car les paramètres à prendre en compte sont nombreux et les réglages doivent être minutieux. L'objectif de l'étude est la mesure de la Fonction de Distribution en Vitesse des Ions (FDVI). La vitesse des ions n'étant pas constante, pour obtenir toute la distribution en vitesse des ions, un balayage fréquentielle du laser est nécessaire.

Pour ce, une diode laser accordable de type TopticaDL100 est utilisée pour générer un faisceau laser monomode de puissance 30 mW. La stabilité en température de la diode est nécessaire pour éviter les sauts de mode du faisceau laser. La largeur de balayage optimale de la diode utilisée est de 20 GHz sans sauts de mode.

Le banc optique comprend un bras de contrôle du faisceau laser et un bras de collection de la fluorescence.

Transport du faisceau laser

Le faisceau laser ainsi généré par la diode traverse un isolateur Faraday de protection anti-retour. Sur le trajet est placée une lame semi-réfléchissante de type porte-objet (45°) qui prélève une partie du faisceau ($\sim 10\%$ de la puissance) qui sera dirigée vers le lambdamètre

haute précision à travers un coupleur (C) et une fibre optique (FO) monomode pour le contrôle du balayage. Le lambdamètre utilisé est un High finesse WS/7 FrC offrant une précision de ± 0.0001 nm (soit 60 MHz pour une gamme de longueur d'onde allant de 370 nm à 1100 nm). La calibration du lambdamètre est régulièrement réalisée à l'aide d'un laser He-Ne stabilisé pour conserver cette précision. Le faisceau de puissance ($\sim 90\%$) est directement injecté dans le jet d'ions à travers un hacheur mécanique et le hublot de fond de chambre. Pour déterminer le vecteur vitesse des ions, la projection du vecteur vitesse suivant deux axes de propagation est nécessaire [49].

Le laser est soit injecté en face du moteur soit sur le côté à 30° de l'axe par fibre optique. Tous ces éléments sont montés sur une plateforme à déplacement micrométrique tridimensionnel pour un réglage précis de l'injection du laser dans la plume du propulseur.

Collection de la fluorescence

Un système de collection composé d'une lentille convergente (L) de focale 100 mm et d'un ensemble de fibres multimodes est placé perpendiculairement à l'axe du propulseur, afin de recueillir l'émission du plasma à travers le hublot latéral en verre. La lentille focalise la lumière émise par les particules excitées sur l'entrée des fibres de diamètre de cœur $200\mu\text{m}$.

L'ensemble est disposé sur un système de déplacement micrométrique 2D (x et y). La direction x permet de sonder l'évolution axiale de la vitesse des ions en sortie de canal avec une résolution d'un $\frac{1}{2}\text{mm}$. La direction y quant à elle permet de mesurer l'évolution radiale des vitesses comme présenter ci-dessous.

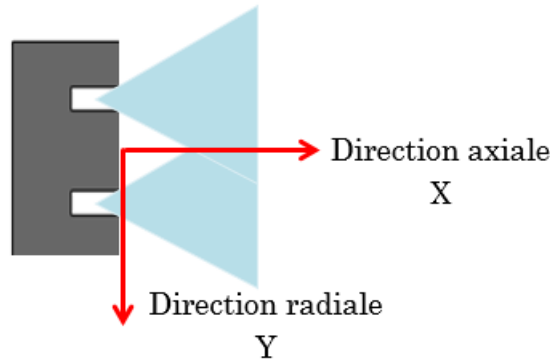


FIGURE 2.3 – Représentation des axes de mesure.

Les optiques de collection sont placées en dehors du caisson entraînant une perte d'intensité de signal car la distance parcourue est plus grande. Toutefois cette disposition permet de s'affranchir du bombardement ionique et des dépôts métalliques intra-caisson. Le hublot en verre nécessite un nettoyage régulier pour ôter le dépôt métallique susceptible d'absorber une partie du signal.

Un filtre interférentiel Thorlabs (FL543,5-10), utilisé pour la détection du signal de fluorescence des ions Xe II, permet de collecter un maximum d'émissivité au détriment d'un rapport S/B limité par les 20 nm de transparence du filtre. La longueur d'onde de référence varie en fonction de la transition étudiée. L'intensité lumineuse ainsi filtrée est convertie en intensité

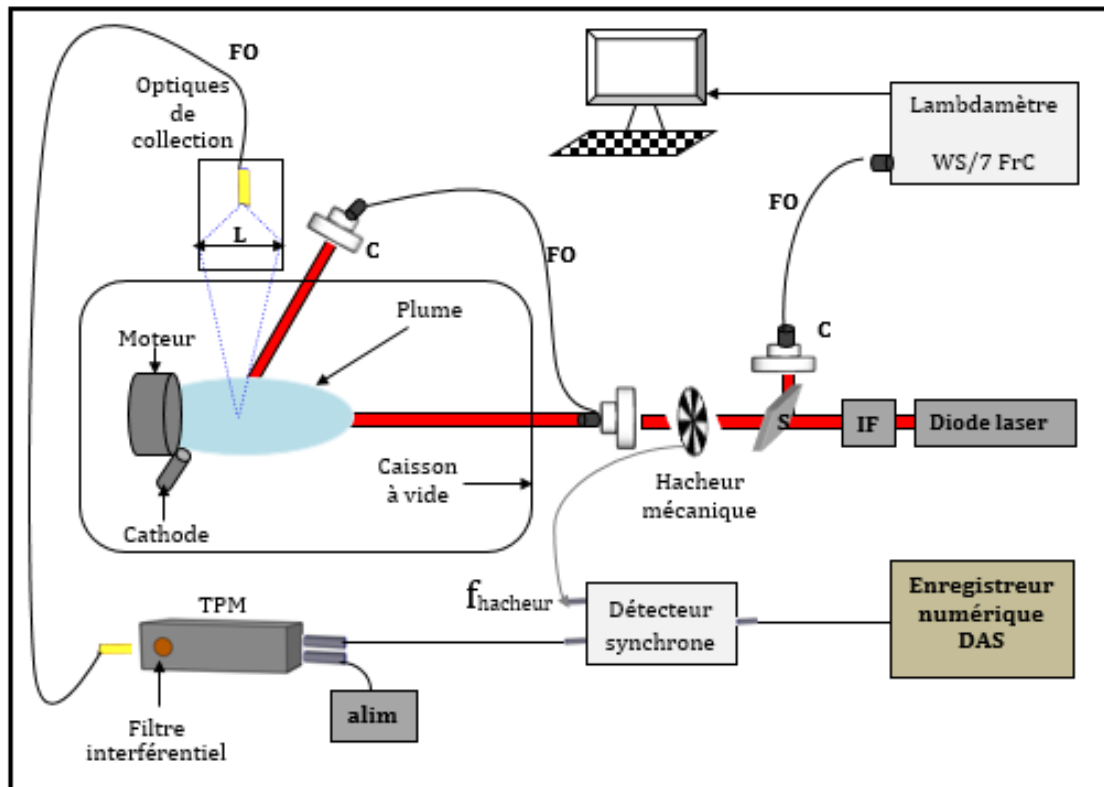
électrique grâce à un tube PhotoMultiplificateur (PM) Hamamatsu R928. Ce dernier relié à une alimentation haute tension convertit et amplifie le signal de fluorescence.

Acquisition des signaux

Le rapport S/B est amélioré par l'utilisation d'un détecteur synchrone de chez STANFORD Research System Model (SR810 DSP) connecté à la sortie du PM. Le signal est modulé à la fréquence du hacheur mécanique soit typiquement 250 Hz. C'est ce dispositif qui permet de discriminer le signal de fluorescence de l'émission intrinsèque du plasma.

Le temps d'intégration et la sensibilité du détecteur synchrone sont ensuite ajustés pour optimiser le signal tout en évitant de saturer le détecteur. L'alimentation du PM varie entre 400 V et 600 V. Le temps d'intégration doit être inférieur au temps de balayage du laser pour la cohérence de la mesure. Typiquement, il est fixé à 300 ms.

La visualisation et l'enregistrement des signaux de fluorescence et de laser se font grâce à un enregistreur numérique SEFRAM DAS600 connecté au détecteur. Des traitements numériques sont effectués à posteriori sur les signaux enregistrés.



IF	Isolateur Faraday
FO	Fibre Optique monomode
S	lame Séparatrice
L	Lentille convergente
C	Coupleur
TPM	Tube Photomultiplicateur
alim	alimentation haute tension

FIGURE 2.4 – représentation schématique du banc LIF.

Calibration

La vitesse des ions est directement proportionnelle au décalage Doppler. Pour déterminer ce dernier, il est indispensable de connaître la longueur au repos des ions. la mesure est faite dans une cellule plasma RF basse pression (fréquence d'excitation : $98,3\text{MHz}$; pression : 60mTorr) comme le montre le dispositif expérimental illustré sur la figure 2.5. Le faisceau laser délivré par la diode traverse l'anti-retour et est ensuite séparé en trois faisceaux d'intensité différente. Le premier est dirigé vers le lambdamètre et le deuxième vers un interféromètre Fabry Péro à cavité plane (intervalle spectral libre de 1GHz) qui permet de contrôler la linéarité du balayage du laser et plus particulièrement la présence de saut de modes. La trajectoire du troisième à savoir le faisceau de sonde, est modifiée à l'aide d'un polariseur puis injecté dans le plasma.

La fluorescence est collectée grâce une fibre optique dont l'entrée est positionnée à quelques millimètres des parois du tube en quartz qui délimite la cellule. Pour cette mesure, un spectromètre JOBIN YVON avec un balayage de $0.5 \text{ \AA}/\text{mn}$ a été utilisé pour la détection du signal de fluorescence.

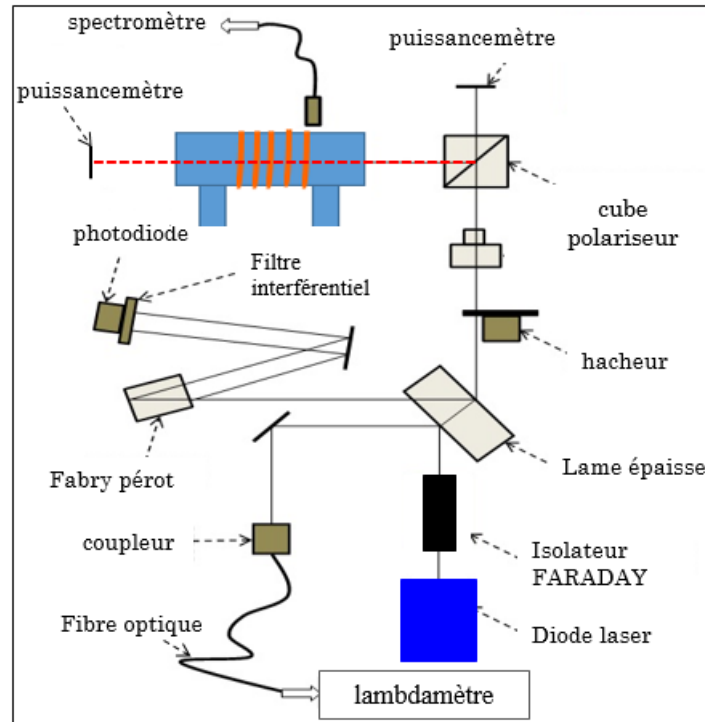


FIGURE 2.5 – Plateforme de calibration.

L'atome Xe I

L'intensité du laser est mesurée à l'entrée et à la sortie de la cellule grâce à un puissance-mètre. L'absorption du laser par les atomes de xénon est ainsi déterminée. La transition étudiée, le profil d'absorption ainsi que le profil de fluorescence de l'atome Xe I au repos sont présentés en figure 2.6. La longueur d'onde d'absorption est de $834,6823 \text{ nm}$ et celle de la

fluorescence de 473,4152 nm pour la transition étudiée. On observe une structure complexe avec un pic central et plusieurs pics secondaires. Cette structure est liée à la structure isotopique du xénon [43]. En effet, le xénon comporte 19 isotopes avec des niveaux d'énergie légèrement différents. Le profil laser est suffisamment fin pour permettre de résoudre tous ces profils. Cette structure contribue à la déformation des profils LIF car la vitesse des particules accélérées dépendent de leur masse :

$$\nu = \sqrt{\frac{qU_{acc}}{2m}} \quad (2.6)$$

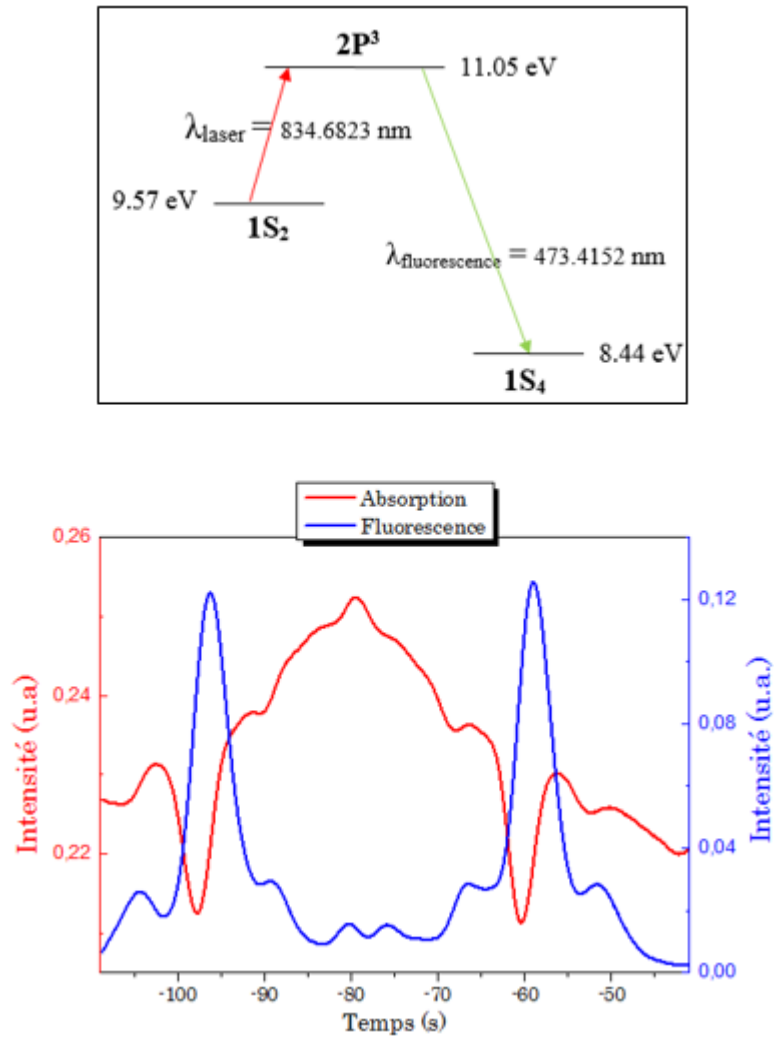


FIGURE 2.6 – Transition et profils d'absorption et de fluorescence du Xénon atomique Xe I au repos mesurés dans une cellule plasma RF basse pression.

L'ion Xe II

Le diagramme de principe de fluorescence de l'ion Xe est présenté en figure 2.7. Le faisceau laser excite la population d'ions Xe II présents dans l'état métastable $5d[4]_{7/2}$ vers le niveau supérieur $6p[3]_{5/2}$. Puis les ions se désexcitent vers le niveau inférieur $6s[3]_{3/2}$ en émettant des photons de fluorescence (non résonnant) à 541,92 nm. La figure 2.7 montre également le profil de LIF de l'ion Xe II au repos. Un pic central ainsi que des ailes (lente et rapide) liées à la structure hyperfine du xénon composent le profil.

Nous retiendrons la longueur d'onde au repos des Xe II de 834,9528 nm, référence pour la détermination de la vitesse des ions dans la plume du propulseur.

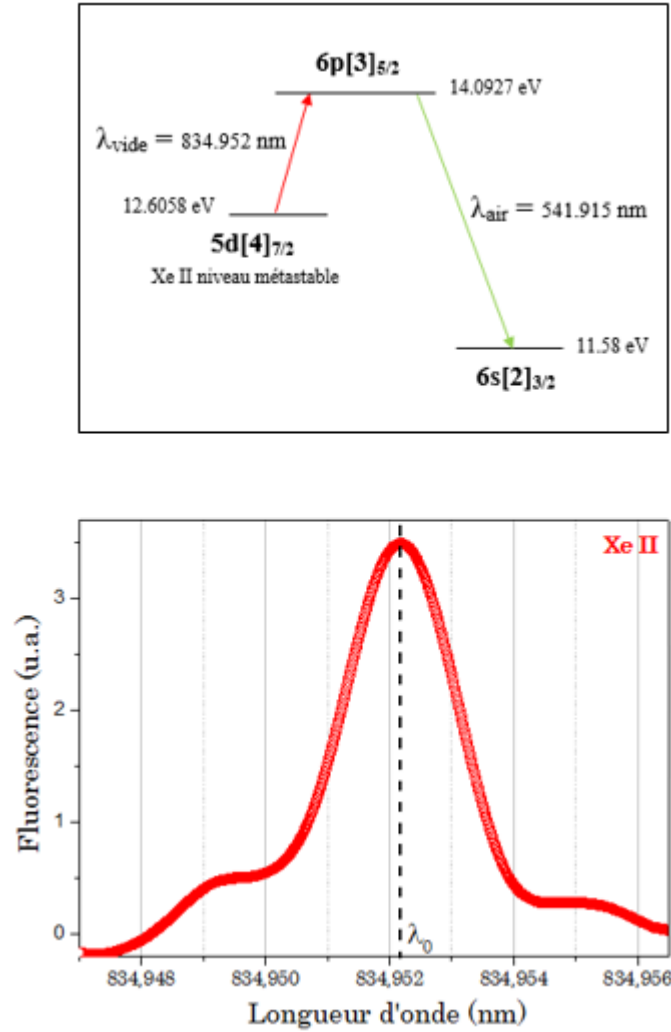


FIGURE 2.7 – Transition et profil de fluorescence du Xe II au repos mesurés dans une cellule plasma RF basse pression (fréquence d'excitation : 98,3 MHz ; pression : 160 mTorr)

2.3 Caractérisation en vitesse de la plume du PPI

Dans cette partie nous étudions les propriétés en vitesse des ions Xe II dans le PPI. Les vitesses axiales le long de l'axe du canal et de l'axe du moteur sont déterminées afin de remonter à l'efficacité d'accélération. Ces mesures permettent également de définir les zones de création des ions et leur évolution en dehors du canal de décharge.

L'intérieur du canal de décharge n'a pas été sondé dans cette étude. Seule la zone proche champ est sondée jusqu'à 10 cm du plan de sortie. La physique dans cette zone du plasma est chargée d'informations utiles à la compréhension des phénomènes qui régissent ce type de décharge. C'est en effet dans cette zone que l'interaction entre la cathode et le flux d'ions ou de neutre est la plus forte.

La figure 2.8 montre la zone du moteur sondée dans cette étude ainsi que la représentation géométrique de la mesure des vecteurs vitesse.

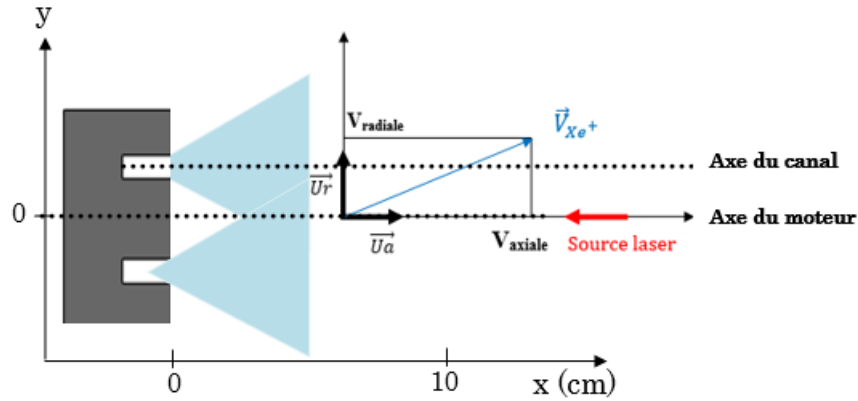


FIGURE 2.8 – Représentation du vecteur vitesse des ions et des zones sondées dans le moteur

Les FDVI dont un exemple mesuré sur l'axe du canal à 3 mm du plan de sortie est illustré en figure 2.9 et , sont très élargies et mettent en évidence la présence de plusieurs groupes d'ions. Ces ions ont une histoire différente c'est-à-dire qu'ils sont créés ou accélérés différemment. D'autres origines peuvent également contribuer à l'élargissement des FDVI notamment la présence d'un champ magnétique à proximité (l'effet Zeeman).

Toutefois dans les propulseurs à effet Hall, l'élargissement des profils dû à la superposition des zones d'accélération et d'ionisation est suffisamment important, notamment dans la zone proche du plan de sortie où l'intensité du champ magnétique est maximale, pour négliger l'effet Zeeman (de l'ordre de 100 MHz) [43] [50] [51].

La mesure de la FDVI couplée aux mesures de RPA faites dans les mêmes conditions de décharge offre un éclairage sur la définition des zones d'ionisation et d'accélération du PPI.

Pour la suite, on notera que : **x correspond à la distance par rapport au plan de sortie du moteur et $x = 0$ représente le plan de sortie.**

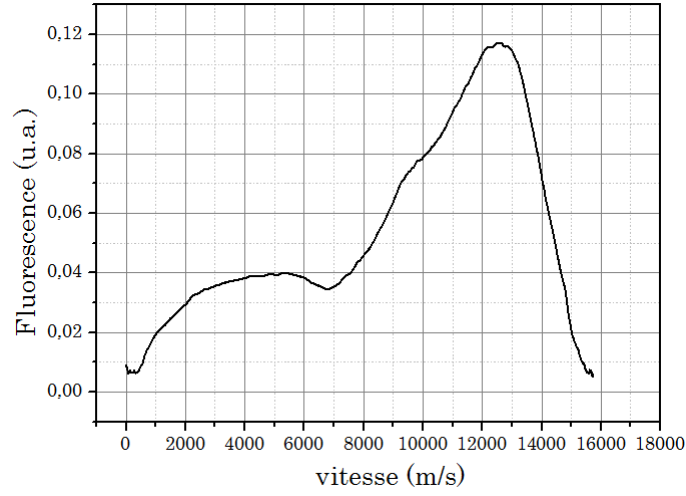


FIGURE 2.9 – Exemple d'un profil LIF enregistré sur l'axe sur canal à 3 mm du plan de sortie

L'accélération des ions Xe II dans le PPI est évaluée pour une condition de décharge équivalente au point de fonctionnement optimal du PPI dans le caisson du GREMI. La tension de décharge est fixée à 210 V et le débit de Xe à l'anode à 8,2 sccm : ce qui induit un courant de décharge de 0,87 A. La cathode utilisé est la « khai » dans son fonctionnement optimal à savoir un débit de Xe de 0,09 sccm. Le potentiel de cathode est stationnaire autour de -20 V. La stabilité du courant d'anode (de la décharge) est indispensable à une interprétation correcte des résultats [52]. Pour s'assurer de cette condition, les évolutions du courant de décharge moyen et de la température de la face avant du moteur ont été mesurées tout le long des manipulations. La figure 2.10 montre un exemple représentatif de ces évolutions relevées au cours d'une des campagnes. Le courant de décharge dérive très peu et la température atteint un palier après en moyenne 40 minutes de fonctionnement.

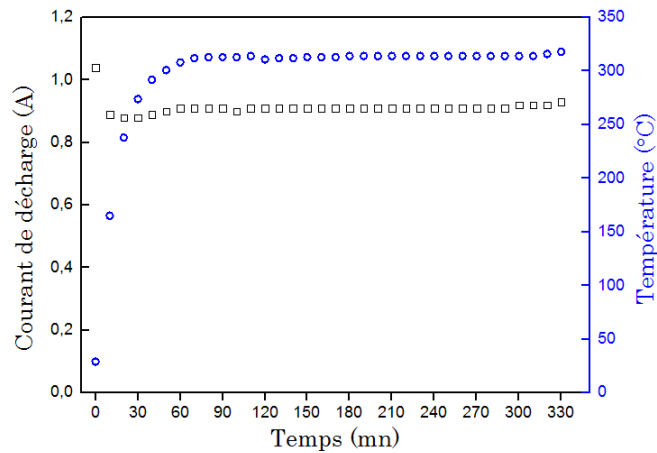


FIGURE 2.10 – Evolution du courant de décharge et de la température en fonction du temps

2.3.1 L'axe du canal

Les FDVI du Xe II sont mesurées sur l'axe et au centre du canal de décharge. Deux populations d'ions Xe II sont mises en évidence et l'évolution de leur vitesse en fonction de la position dans le plume est présentée en figure 2.11. La vitesse relevée pour l'étude est la vitesse la plus probable des ions Xe II.

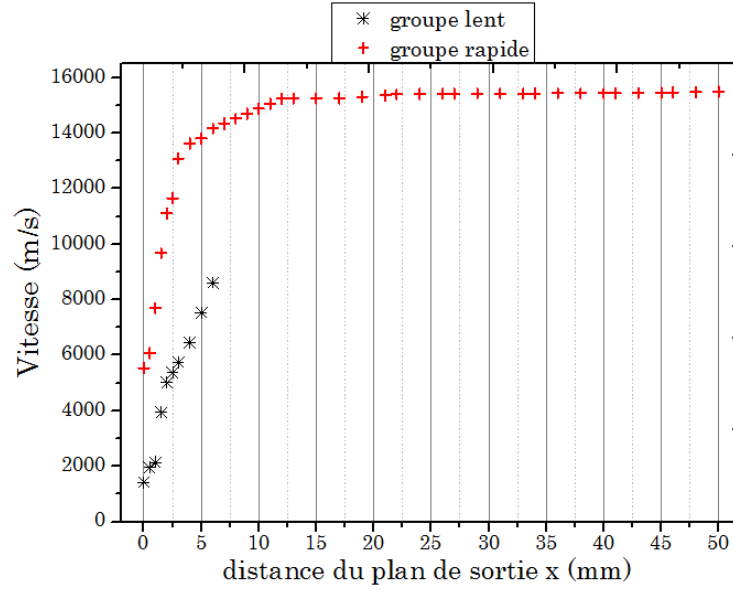


FIGURE 2.11 – Evolution de la vitesse la plus probable pour les ions rapides et lents en fonction de x (distance par rapport au plan de sortie) sur l'axe du canal.

1. Le premier groupe (ions rapides) représente la population principale et débute son accélération dans le canal pour la finir à environ 10 mm du plan de sortie. Les ions sortent du canal avec une vitesse de 4550 m/s et présentent en fin d'accélération une vitesse de 14900 m/s soit une énergie cinétique de 149 eV. En conséquence, l'essentiel de l'accélération est effective en sortie de canal. L'efficacité d'accélération dans la décharge Xe dans le PPI est estimée en faisant le rapport entre le potentiel effectif d'accélération des ions Xe II ($U_{acc} = \frac{m_{Xe}}{2q} \nu_{Xe^{+2}}$) égal à 149 eV et le potentiel disponible vu par les ions. Ce dernier est obtenu en soustrayant de la tension de décharge (210V), le potentiel de cathode d'environ -20V ainsi que le potentiel plasma loin dans le jet qui est aux alentours de 10V.

On obtient ainsi pour une tension de décharge de 210V une efficacité d'accélération de 83%. La dispersion en vitesse du groupe rapide d'environ 5500m/s à $x = 1mm$, est représentative de la superposition des zones d'ionisation et d'accélération.

2. Le deuxième groupe correspond à des ions lents créés dans une zone proche du plan de sortie. Ils ont une vitesse très faible autour de 1200 m/s en sortie de canal puis sont accélérés. Ces ions seraient issus de l'échange de charge entre les atomes au repos présents dans cette zone et les ions éjectés [53]. Ces atomes résultent en général du gaz résiduel

dans le caisson dû à la pression, au gaz non ionisé sortant de canal et/ou à la proximité de la cathode. Toutefois le débit de gaz à la cathode « Khai » représentant moins de 1,1% du flux total de gaz, cette contribution peut alors être logiquement négligée.

Évaluons maintenant la densité de neutres n_c provenant de la pression résiduelle du caisson. Pour cette condition de décharge, la pression P_c est de 5.10^{-5} mbar. On obtient alors :

$$n_c = \frac{P_c}{K_B T_c} \quad (2.7)$$

avec $n_c = 1,2.10^{18} m^{-3}$ pour $T_c = 300K$

Le flux de neutres rétrodiffusés ϕ_{nretro} c'est-à-dire réinjectés dans le canal de décharge et consécutif à cette densité est égal à :

$$\phi_{n-retro} = \frac{1}{4} S_{canal} V_{Xe} N_c \quad (2.8)$$

$$\phi_{n-retro} = 4,11 \cdot 10_{16} at/s \quad (2.9)$$

Si on considère que le taux d'ionisation du xénon dans le PPI est de 0,8, le flux de neutres sortant du canal c'est-à-dire non ionisés pour un débit à l'anode de 8,2 sccm est égal à $\phi_{ac} = 7,3.10^{17} atm/s$ soit une densité $N_a = 2,1.10^{19} m^{-3}$ pour $T_{Xe} = 900K$.

Pour une section efficace d'échange de charge $\sigma_{CX_{Xe}} = 60.10^{20} m^2$, [54] le libre parcours moyen (lpm) d'un atome de Xe s'écrit :

$$lpm = \frac{1}{N_{Xe} \cdot \sigma_{CX_{Xe}}} \quad (2.10)$$

On trouverait alors un lpm de 7,8 cm en tenant compte du flux d'atomes sortant du canal.

La présence des ions lents dans le faisceau diminue l'efficacité du moteur car ils ne contribuent pas à l'effort de poussée et renforcent la divergence du faisceau d'ions. La distribution en vitesse de ces ions est très large entre le plan de sortie et quelques mm après. Et à partir de $x = 7$ mm, le suivi de ce groupe s'avère difficile en raison du faible rapport S/B et de la diminution progressive de la densité ionique.

On peut également supposer que ces ions accélèrent et fusionnent avec les ions rapides ou encore bénéficiant peu de la lentille électromagnétique, qu'ils divergent sortant ainsi de l'axe de mesure. Un système de détection plus efficace telle qu'une détection par comptage de photons pourrait améliorer les mesures [55].

Champ électrique accélérateur

Le champ électrique apporte des informations complémentaires sur l'accélération des ions et est déduit des mesures de vitesse. Il est déterminé à partir de l'expression de la force de Lorentz qui accélère les ions et en utilisant la vitesse la plus probable [53] [56] [57] [58].

L'inconvénient de cette méthode est que seule la population principale est prise en compte et on néglige la contribution des ions lents. D'autres équipes ont pris le parti de le déterminer en utilisant la vitesse moyenne ou par la résolution de l'équation de Boltzmann qui donne un résultat plus proche de la réalité [59].

Le champ électrique s'exprime comme suit :

$$E = \frac{\partial U_{acc}}{\partial x} \quad (2.11)$$

avec

$$U_{acc} = \frac{m_{Xe}}{2q} \cdot v_x^2 \quad (2.12)$$

On obtient ainsi :

$$E = \frac{m_{Xe}}{2q} \cdot \frac{\partial v_x^2}{\partial x} \quad (2.13)$$

où $v_x = v_{Xe^{+}axiale}$

La figure 2.12 montre la répartition du champ électrique en dehors du canal de décharge. Le maximum du champ électrique se situe entre 2 et 3 mm du plan de sortie, ce qui implique que l'essentiel de l'accélération se passe en dehors du canal, d'où l'accélération possible des ions lents qui sont créés en dehors du canal de décharge. Même si cette configuration n'est pas en faveur de l'efficacité d'accélération, l'érosion des parois résultant de l'éjection des ions divergents s'en retrouve réduite. C'est l'idée actuelle des propulseurs wall-less (c'est à dire dépourvus de parois) pour repousser l'ensemble des processus d'ionisation et d'accélération hors du canal [60].

La tension de décharge joue un rôle essentiel dans l'accélération des ions en préjugant de la stabilité du fonctionnement de la cathode. L'évolution de la vitesse axiale la plus probable des ions pour deux tensions de décharge 210 V et 220 V est présentée en figure 2.13. Le courant de décharge I_d passe 0,87 A à 0,92 A.

On remarque que l'accélération des ions rapides est différente lorsque la tension de décharge est modifiée. En sortie de canal la vitesse des ions est plus importante de 500 m/s pour la tension de décharge la plus élevée. La différence des vitesses finales des ions est de 1200 m/s soit une différence d'énergie de 26 eV alors que la différence de potentiel appliqué n'est que de 10 V.

L'efficacité d'accélération est alors meilleure avec une tension de décharge de 220 V. En effet plus la tension de décharge est élevée, plus la zone d'accélération est repoussée dans le fond du canal de décharge. La répartition du champ électrique dépend alors de la valeur de la tension de décharge [61] [62] [63].

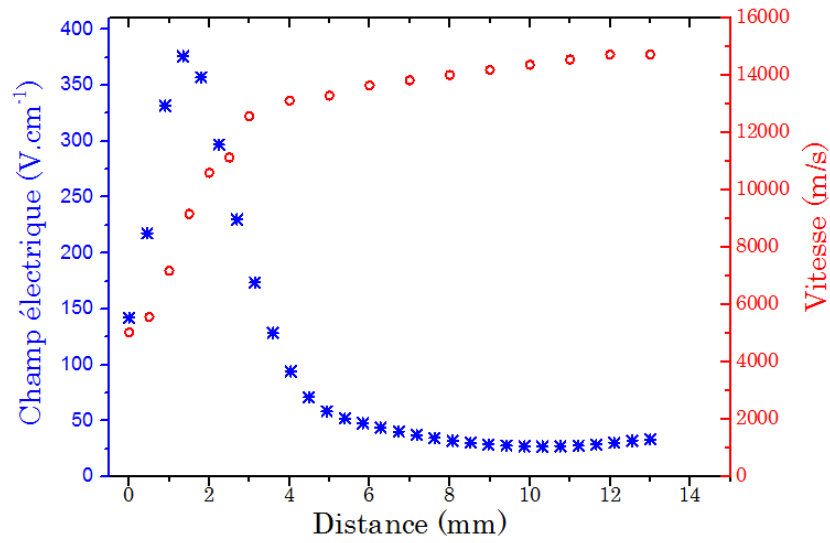


FIGURE 2.12 – Evolution du champ électrique en dehors du canal de décharge pour une tension de décharge de 210 V - PPI

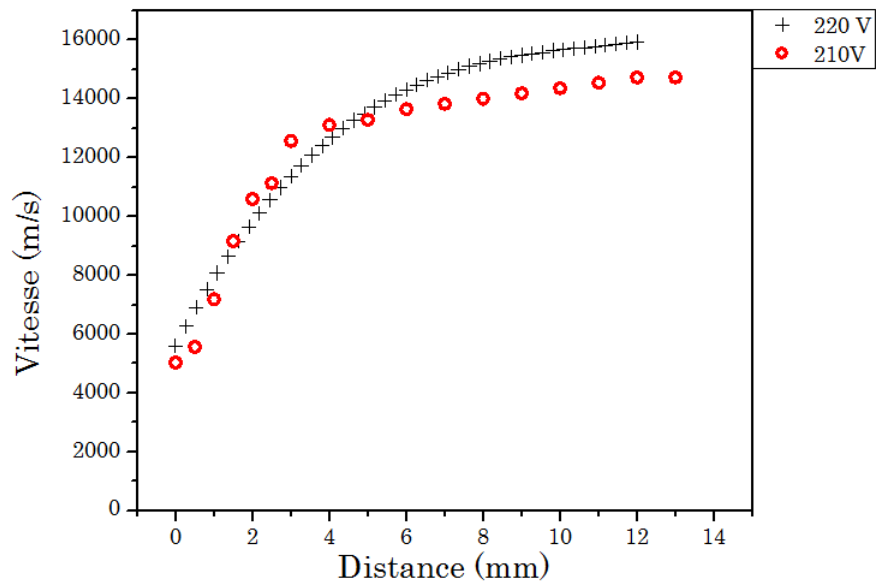


FIGURE 2.13 – Evolution de la vitesse la plus probable pour les ions sur l'axe du canal pour deux tensions de décharge de 210 V et 220 V- PPI

2.3.2 L'axe du moteur

La figure 2.14 montre les FDVI pour différentes positions dans le jet le long de l'axe du moteur. Les caractéristiques du faisceau au centre du moteur sont particulières dû au croisement des faisceaux venant des différents côtés du canal. Ce croisement devrait débuter théoriquement à 8 mm du plan de sortie si on considère un angle d'éjection maximal de 45° mais de la fluorescence est détectée à partir de 3 mm du plan de sortie. En conséquence la plume du PPI est plus divergente que les propulseurs les plus optimisés.

Aucune mesure n'a pu être effectuée entre $x = 0$ mm et 3 mm à cause de la vis de maintien de la face avant du moteur : pas de conclusion sur la présence ou non d'ions dans cette zone.

Les FDVI montrent une seule composante d'ions, en d'autres termes pas de présence d'ions lents sur l'axe du moteur. En fait la densité de neutres dans cet endroit n'est pas suffisante (diminution de la probabilité d'échange de charges) pour la création d'ions lents. La largeur des FDVI plus importante dans la zone proche du plan de sortie découle du fait de la superposition des zones d'ionisation et d'accélération. A partir de $x = 30$ mm la distribution devient plus fine.

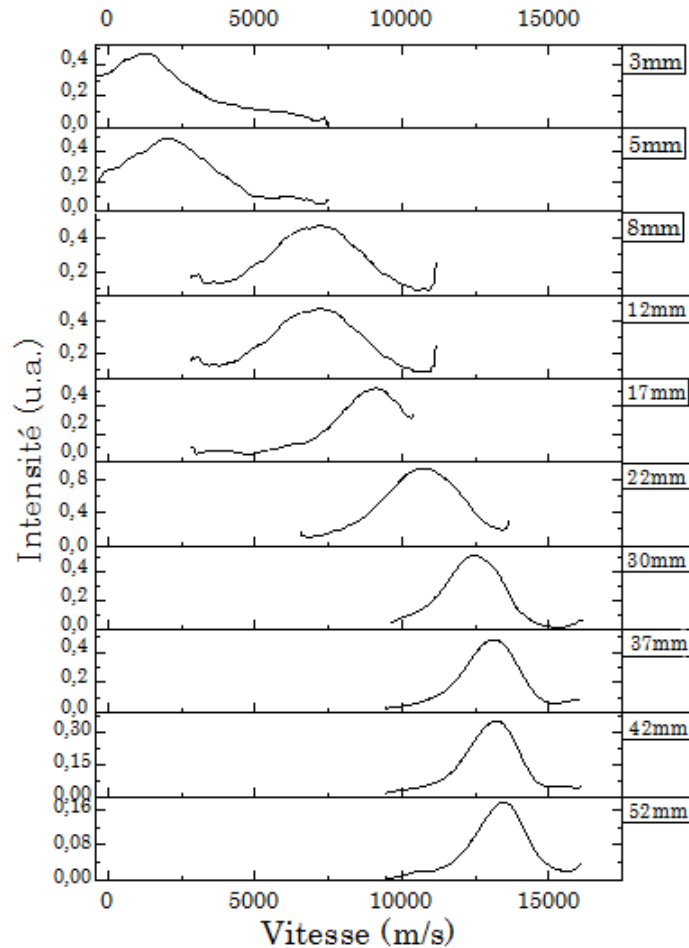


FIGURE 2.14 – Evolution des profils FDVI sur l'axe du moteur pour une tension de décharge de 210 V.

La figure 2.15 montre la cartographie en vitesse et en densité des ions sur l'axe du moteur. Les FDVI juste lissés sont regroupés dans cette cartographie. Toutes les mesures ont été faites avec la même puissance laser et la même amplification du signal et donc l'intensité des profils FIL est directement liée à la densité d'ions à chaque position dans la plume en supposant un comportement stationnaire de la décharge. La vitesse finale des ions est légèrement plus faible que celle mesurée sur l'axe du canal et l'accélération des ions semble se poursuivre jusqu'à 40 mm du plan de sortie. Mais il faut garder en tête que la vitesse mesurée est la projection des vecteurs vitesse des ions éjectés du canal avec des angles différents. Plus on s'éloigne du plan de sortie plus l'angle par rapport à l'axe diminue et donc c'est la vitesse projetée qui augmente (proportionnelle à $\cos \theta$) et non la vitesse réelle des ions.

On remarque également que la densité d'ions est plus importante entre 17 et 25 mm du plan de sortie. Ceci indique que le croisement des faisceaux est maximal dans cette zone et peut donner une idée de la divergence.

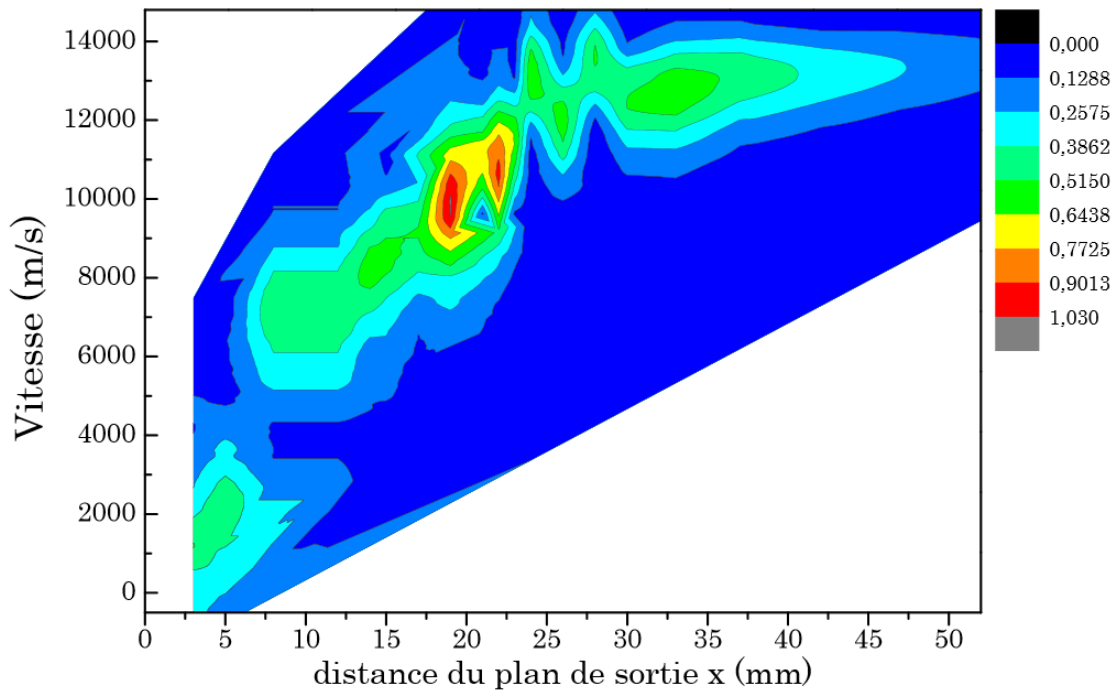


FIGURE 2.15 – Evolution de la vitesse et de la densité des ions Xe II dans l'axe du moteur en fonction de la distance du plan de sortie

2.3.3 Comparaison des mesures LIF et RPA

La comparaison des Fonctions de Distribution en Energie des ions (FDEI) déduites des profils de LIF, et des mesures de la densité ionique sur l'axe du moteur à l'aide de l'analyseur d'énergie permet d'estimer le potentiel plasma dans la zone de mesure.

La mesure de la distribution en vitesse est faite à 5 cm du plan de sortie c'est-à-dire bien en aval de la zone d'accélération des ions alors que l'analyseur lui est positionné à 40 cm du plan de sortie. L'analyseur d'énergie mesure l'énergie totale des ions sans discrimination entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle (qV_p).

Sur la figure 2.16 est présentée les deux FDEI. Elle montre un décalage de l'énergie la plus probable de 30 eV. La largeur de la distribution (FWHM) de la FDEI obtenue par RPA est de 62 eV alors que celle relevée à partir des mesures de LIF vaut 33,7 eV. Cette différence d'environ 28 eV est due à l'élargissement lié à la fonction d'appareil du RPA qui est de l'ordre de 20 eV pour les énergies concernées. Ces résultats sont en adéquation avec ceux connus dans la littérature [61], néanmoins les zones de mesures étant différentes, cela peut expliquer les légères disparités sur l'allure des signaux.

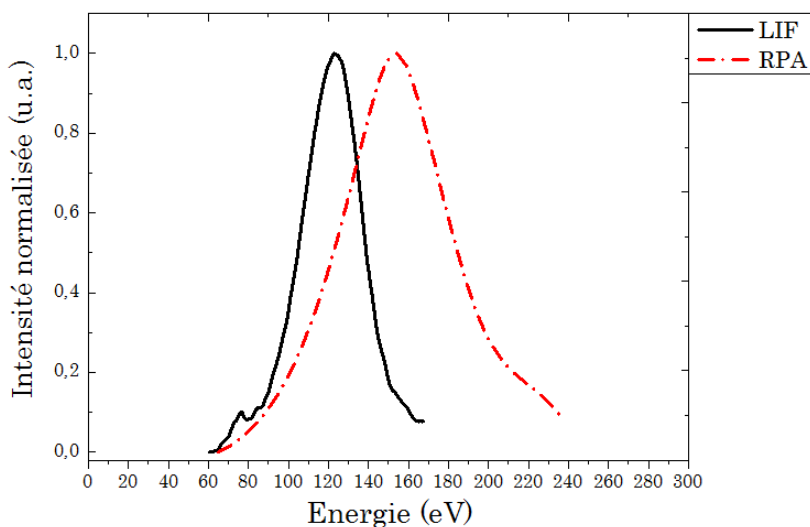


FIGURE 2.16 – Comparaison des FDEI de Xe II mesurées sur l'axe du moteur par LIF et RPA pour une tension de décharge de 210 V

2.4 Observations particulières faites sur les profils de LIF

Dans cette partie, nous exposons des observations intéressantes faites d'une part sur la présence d'ions rétrodiffusés dans la plume et d'autre part sur l'effet de la pression sur les profils de LIF. Ces points n'ont pas fait l'objet d'études approfondies durant cette thèse mais méritent d'être relevés notamment pour l'orientation de futures recherches.

Ions Rétrodiffusés

La présence d'ions rétrodiffusés autrement dit avec des vitesses négatives entre 0 et 2 mm du plan de sortie a été observée sur quelques mesures. La direction du laser a été décalée en bordure de canal comme illustrer ci-dessous.

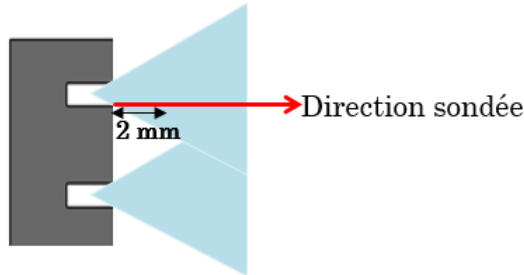


FIGURE 2.17 – Représentation de la zone de mesure pour les ions rétrodiffusés.

La figure 2.18 montre les profils bruts mesurés à 0,5 et 1,5 mm du plan de sortie sur l'axe du canal. Ces profils sont enregistrés consécutivement en conservant les mêmes paramètres de décharge et de mesure.

La vitesse la plus probable de ces ions varie entre -1000 m/s à 1,5 mm et -1200 m/s à 0,5 mm. Cependant leur évolution n'a pas pu être suivie en raison de l'absence de signal à partir de 2 mm sur ce même axe. Cela indique que ces ions ne seraient pas accélérés parallèlement à l'axe. Une prospection complète de tous les axes du moteur est nécessaire pour déterminer l'origine et le parcours exact de ces ions. Toutefois l'on sait que ces ions peuvent contribuer à l'érosion des céramiques en les bombardant avec ces énergies non négligeables et participer à l'émission secondaire.

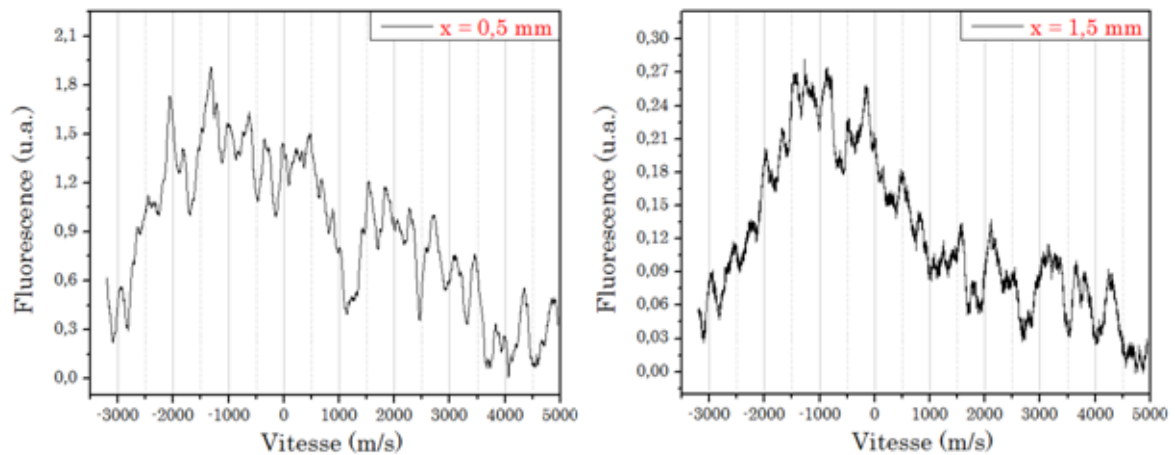


FIGURE 2.18 – Mise en évidence de la présence d'ions rétrodiffusés dans la zone proche champ : FDVI mesurée à 2 positions pour une tension de décharge de 220 V et un débit à l'anode de 8,2 sccm

Effet de la pression sur les FDVI

Pour investiguer l'origine des ions lents mesurés sur l'axe du canal, nous avons tenté d'observer l'effet de l'augmentation de la pression du caisson sur la forme des FDVI [64].

La FDVI est mesurée à $x = 1$ mm où la densité atomique est encore importante, pour les mêmes conditions de décharge à savoir débit et tension de décharge constants. Le balayage du laser est également maintenu constant avant d'accroître la pression dans le caisson de 5.10^{-5} mbar à 2.10^{-4} mbar par la fermeture de la vanne d'une des turbos (V551).

La figure 2.19 montre l'allure des deux profils enregistrés. On remarque ainsi que le rapport entre le pic attribué aux ions lents et le pic attribué aux ions rapides augmente lorsque la pression augmente.

En sachant que l'intensité de LIF est proportionnelle à la densité d'espèces dans la zone sondée, ce résultat indiquerait une diminution de la densité d'ions rapides et une augmentation des ions lents dans cette zone lorsque la pression augmente. Néanmoins, ce résultat ne suffit pas pour confirmer l'origine de ces ions mais l'on peut penser qu'en élevant la pression, on augmente la densité d'atomes dans le caisson et en conséquence la probabilité de collisions d'échange de charges. Toutefois une étude complète de l'effet de pression sur l'évolution de ce groupe d'ions lents pourrait apporter des informations supplémentaires (étude par fluxmètrie par exemple).

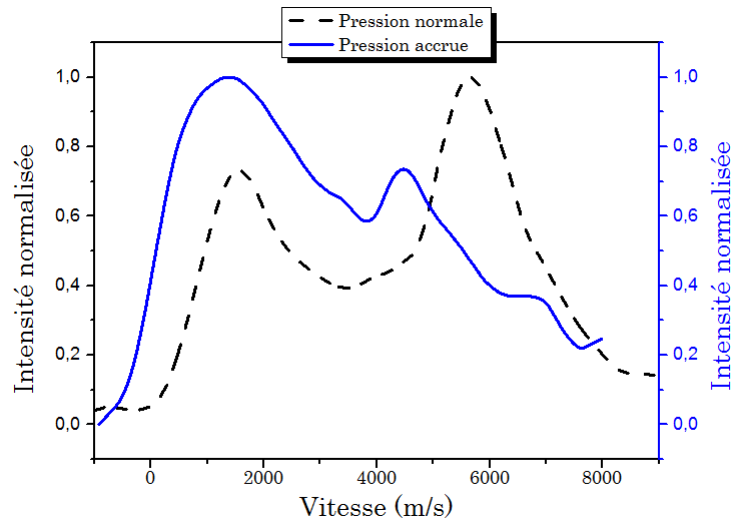


FIGURE 2.19 – Evolution de l'allure de la FDVI pour 2 pressions différentes (5.10^{-5} mbar et 2.10^{-4} mbar) pour une tension de décharge de 220V et un débit à l'anode de 8.2 sccm.

2.5 Caractérisation en vitesse de la plume du SPT20

La mesure de la vitesse des ions Xe II dans la zone proche champ c'est-à-dire depuis le plan de sortie jusqu'à 30 mm dans la plume du SPT20 a été effectuée pour deux conditions de décharge. Le débit de Xe à l'anode de 0,2 mg/s ainsi que le courant de bobines de 1,3 A restent fixes pour deux tensions de décharge différentes 225 V et 245 V donnant respectivement des courants de décharge de 0,315 A et 0,37 A.

Le débit de cathode est de 0,12 mg/s, ce qui équivaut à une proportion de 37% du flux total de gaz. Ce rapport est très important comparé au rapport mesuré dans les moteurs de plus grande taille comme les PPS. La pression de travail est de 8.10^{-5} mbar et les vitesses axiales sont mesurées le long de l'axe du canal. Le laser est injecté en face du moteur et le signal de fluorescence collecté à 90° de l'axe.

2.5.1 Evolution de la vitesse la plus probable dans l'axe du canal du SPT20

Intéressons-nous d'abord à la vitesse la plus probable des ions Xe II dans la plume du SPT20. L'évolution de l'accélération du groupe d'ions majoritaires pour une tension de décharge de 245 V est illustrée sur la figure 2.20.

Le groupe majoritaire d'ions a une vitesse de 12000 m/s en sortie de canal pour atteindre une vitesse maximale de 17240 m/s soit une énergie de 202.2 eV. Le potentiel de la cathode est constante à -15 V sur toute la durée des manipulations. Les ions utilisent donc 82% du potentiel appliquée pour leur accélération (en prenant la masse comme potentiel de référence). Sachant que le potentiel du plasma dans la zone de mesure est nécessairement positif, donc l'efficacité d'accélération est en réalité plus importante.

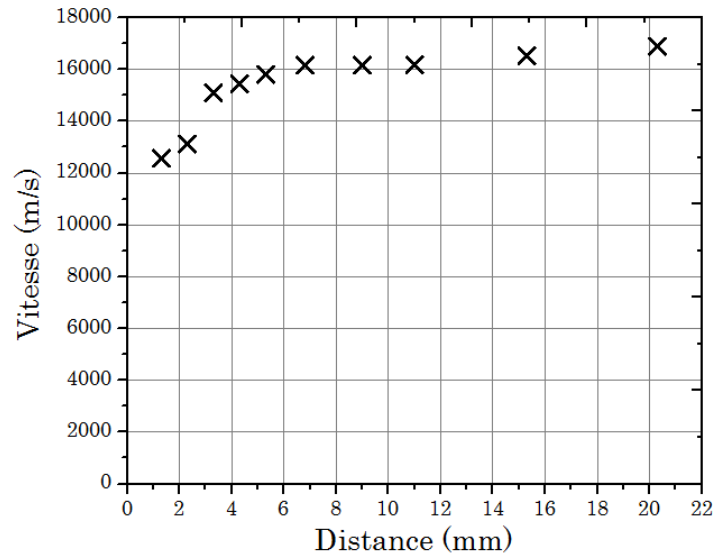


FIGURE 2.20 – Evolution de la vitesse la plus probable des ions Xe II de $x = 0$ mm à $x = 20$ mm dans la plume du SPT20

De ces mesures est déduite la répartition du champ électrique en dehors du canal de dé-

charge.

La figure 2.21 représente l'évolution du champ électrique en dehors du canal pour une tension de décharge de 245 V. On observe que le maximum du champ est situé au niveau du plan de sortie, et l'accélération se poursuit sur quelques millimètres après. Cela explique la très bonne efficacité d'accélération dans le SPT20. Dans ces conditions, l'érosion des céramiques est accentuée (en comparaison avec le PPI) à cause de l'énergie plus importante des ions divergents qui impactent la surface des céramiques [65] [66] [67].

L'intensité du champ E diminue après le plan de sortie pour chuter à 0 vers 8 mm en aval du canal.

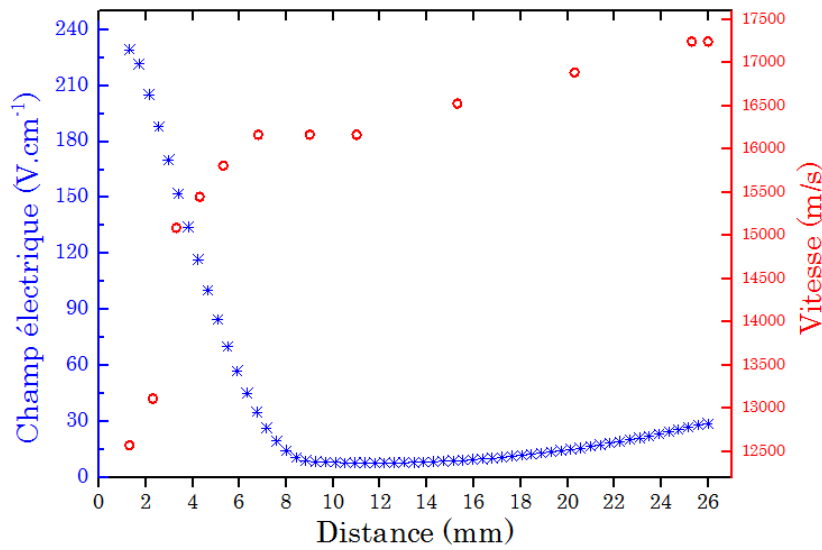


FIGURE 2.21 – Evolution du champ électrique et de la vitesse du plan de sortie à 26 mm pour une tension de décharge 245V

REMARQUE :

Un autre point important à noter est la ré-augmentation du champ E observé à partir de 16 mm. Ce comportement préjuge de la présence d'un puits de potentiel dans la plume du SPT20. Mais cela serait inexplicable d'un point de vue de la physique. Or nous savons que la vitesse mesurée provient de la projection du vecteur vitesse de tous les ions traversant la zone sondée. Ce phénomène pourrait donc provenir de la géométrie annulaire du propulseur notamment en raison de sa petite taille. La figure 2.22 illustre le domaine spatial de mesure (à l'échelle) sur le SPT20.

Dans la littérature la divergence des PEH a fait l'objet de nombreuses études. Un angle d'éjection maximal des ions de 45° a été souvent observée dans les SPT [68] [69]. Par la suite, cette hypothèse sera admise pour le SPT20 même si dans les moteurs de petite taille la divergence peut être plus importante [70] [71].

Géométriquement, les ions avec un angle d'éjection de 45° rejoignent l'axe du canal opposé entre 16 et 17 mm du plan de sortie. L'observation faite auparavant pourrait donc s'expliquer

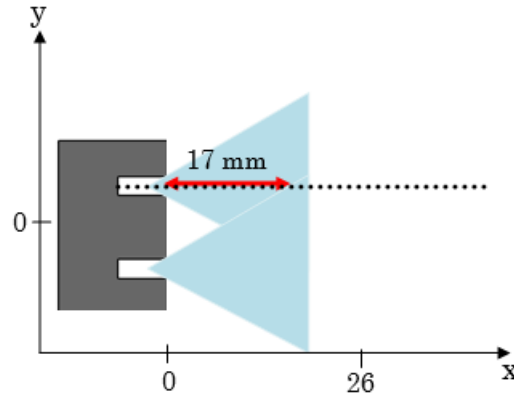


FIGURE 2.22 – Schématisation du domaine spatial sondé sur le SPT20.

par la géométrie du moteur. Un rapide calcul de la projection de la vitesse des ions venant du canal opposé permet de vérifier ou d'écarter cette hypothèse.

Si la vitesse la plus probable V_{mes} mesurée à $x = 16$ mm est représentative de la vitesse des ions éjectés avec un angle $\theta = 45^\circ$, cela signifie que la vitesse réelle V_{reelle} de ces ions équivaudrait à $V_{reelle} = \frac{V_{mes}}{\cos \theta}$ soit 23300 m/s.

À $x = 26$ mm avec une vitesse mesurée égale à 17250 m/s, ces ions auraient une vitesse $V_{reelle} = 20600$ m/s ($\theta = 33^\circ$). Le potentiel d'accélération de ces derniers serait alors égal à 288 V alors la tension de décharge appliquée n'est que de 245 V. En conséquence, l'hypothèse évoquée ci-dessus n'est pas vérifiée.

La sur-accélération des ions reste dès lors inexpiquée avec les données dont nous disposons. De nouvelles investigations sont nécessaires pour conclure sur ce phénomène.

2.5.2 Etude détaillée des FDVs

Jusque-là nous avons considéré uniquement le groupe majoritaire cependant les profils de fluorescence sont plus complexes. La figure 2.23 montre l'allure des signaux de LIF enregistrés à 0,8 mm et 2,3 mm du moteur pour une tension de décharge de 225 V. Le signal à 0,8 mm du plan de sortie montre l'apparition de trois populations : un pic central et 2 pics à des vitesses inférieures. Les signaux ont subi un lissage (Savitsky Golay) pour supprimer le bruit UHF.

Deux composantes sont clairement identifiées dans la zone proche du plan de sortie : une de faible vitesse de l'ordre de 2000 m/s et une déjà accélérée avec une vitesse d'environ 8000 m/s (le pic central).

Cependant un épaulement au niveau du pic central est observé. Cette 3^{ème} composante tend à disparaître après 2,5 mm en sortie du canal. On peut penser que cette population rejoint le groupe principal après quelques mm ou que leur densité étant faible le rapport S/B ne permet pas leur suivi.

Nous devons également prendre en compte le fait que cette composante pourrait être liée à un artéfact de mesure mais ces mesures sont reproductibles. La vitesse de ce groupe d'ions à 0,8 mm (5000 m/s) signifie que ces ions sont créés en aval du moteur à un endroit différent

du groupe principal.

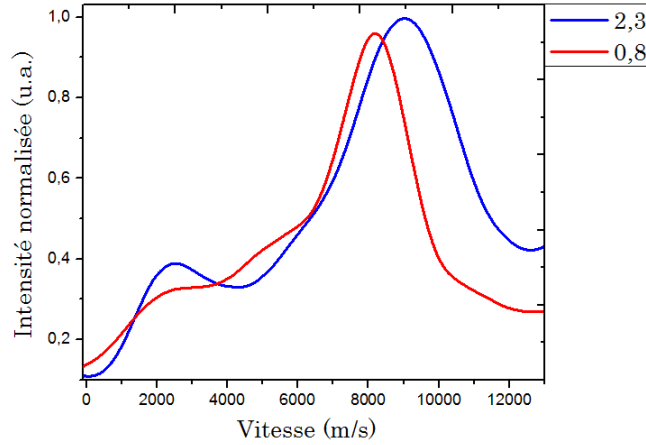


FIGURE 2.23 – Profils de LIF pour 2 positions 0,8 et 2,3 mm du plan de sortie ($U_d = 225$ V)

La population d'ions lents apparaît proche du plan de sortie avec une vitesse de 2000 m/s soit 2,7 eV. Ces ions sont peu énergétiques c'est-à-dire qu'ils ne sont pas créés dans le canal de décharge. Ils résultent soit d'une ionisation locale, soit de processus d'échange de charge entre les ions rapides sortant du canal et les atomes au repos présents dans la zone du plan de sortie.

L'évolution de la vitesse de ces ions est quasi identique à celle du groupe principal. Comme le montre la figure 2.24, ces ions sont très peu accélérés car le champ électrique est peu intense en dehors du canal pour augmenter à nouveau autour de 14, 16 mm du plan de sortie. Le rapport important des débits cathode et anode (37%) contribue à accentuer la population d'ions lents.

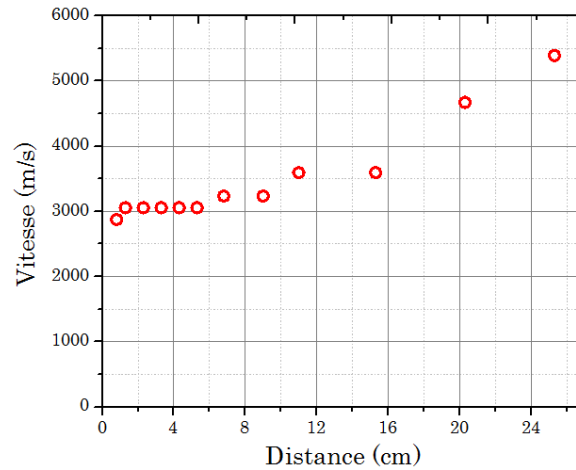


FIGURE 2.24 – Evolution de la vitesse des ions lents du plan de sortie à 26 mm pour une tension de décharge 225V.

Les figures 2.25 & 2.26 présentent l'évolution de la distribution en vitesse des ions lents et rapides dans la zone proche du plan de sortie. En ce qui concerne les ions lents, on observe que la largeur de la distribution est peu modifiée jusqu'à 9 mm du plan de sortie mais s'élargit à 25 mm.

Cet élargissement pourrait provenir d'une convolution de 2 populations : celle venant de l'axe du canal sondé et une provenant d'un autre endroit du moteur. L'évolution des ions rapides pour une tension de décharge de 245 V montre une distribution très élargie due au recouvrement des zones d'ionisation et d'accélération.

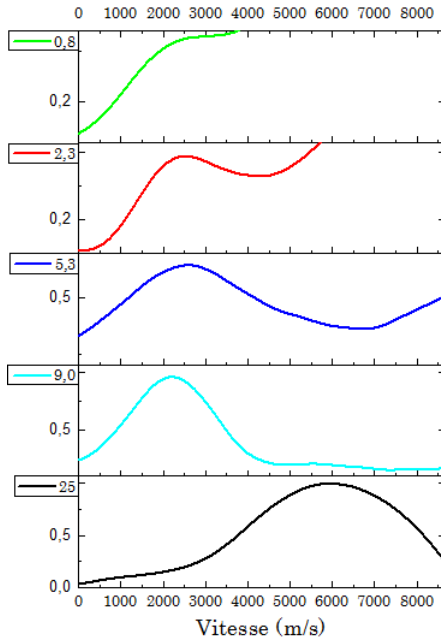


FIGURE 2.25 – Evolution des profils LIF du groupe lent du plan de sortie à 25 mm pour une tension de décharge de 225 V.

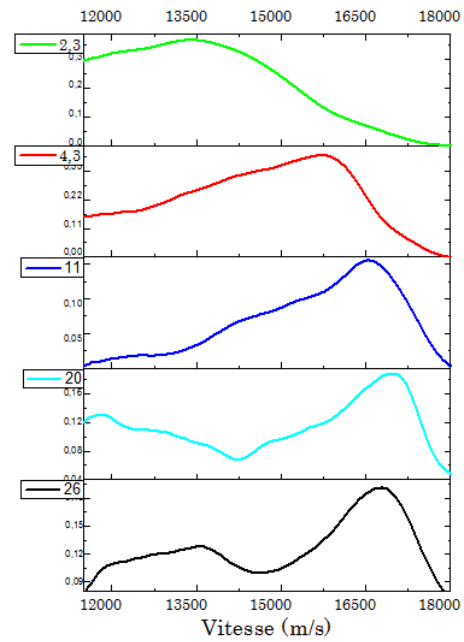


FIGURE 2.26 – Evolution des profils LIF du groupe rapide du plan de sortie à 26 mm pour une tension de décharge de 245 V.

2.6 Conclusion

L'accélération des ions Xe II a été déterminée dans le SPT20 et dans le PPI. Pour les 2 moteurs, les FDVI ont montré l'existence au minimum de deux groupes d'ions dans la plume. L'accélération des ions est très efficace et quasi-équivalente dans les deux moteurs (83% pour le PPI et supérieure à 82% pour le SPT20). Les résultats sont dissemblables en ce qui concerne la répartition du champ car l'essentiel de l'accélération se passe dans le canal de décharge pour le SPT20 alors que pour le PPI le maximum du champ électrique se trouve en dehors. Ceci peut s'expliquer par le fait que la longueur du canal du SPT20 est supérieure à celle du PPI.

Une population d'ions lents est mise en évidence dans les 2 moteurs. Ils peuvent être provenir d'une part de l'échange de charge entre les ions rapides sortant du canal et les atomes au repos au voisinage du plan de sortie et d'autre part d'ionisations locales. En dehors de ces

2 populations, un troisième groupe d'ions créé dans le canal de décharge a été observé dans le SPT20. Ce qui implique la présence d'une zone d'ionisation très élargie dans le meilleur cas ou de deux zones d'ionisation distinctes dans le pire cas.

Une sur-accélération des ions à partir de [14, 16] mm a également été observée dans le SPT20 indiquant la présence d'un puits de potentiel dans le jet. D'autres investigations seront nécessaires pour comprendre ce comportement du propulseur.

Ces mesures faites sur le SPT20 et sur le PPI sont intéressantes du point de vu de l'interaction des faisceaux dans la plume, mais surtout pour une meilleure définition des zones d'accélération et d'ionisation du moteur ainsi que pour l'amélioration des lois d'échelle existantes.

La connaissance de la vitesse réelle des ions est indispensable à l'interprétation des mesures électriques dans le jet qui seront présentées dans les chapitres suivants.

Chapitre 3

Etude paramétrique de la décharge en mélange de xénon et d'argon

Ce chapitre est consacré à l'étude paramétrique des décharges plasma à mélange de gaz (argon + xénon) dans un propulseur à effet Hall. Une décharge en xénon pur avec un débit fixe est établie et un flux d'argon y est progressivement additionné tout en conservant tous les autres paramètres de décharge constants. L'évolution de plusieurs paramètres du plasma est ainsi suivie pour mettre en évidence l'influence de la présence d'atomes d'argon dans la décharge.

La motivation principale de cette étude est de déterminer les conditions requises à l'amorçage et à l'entretien d'une décharge d'argon ou de mélange argon-xénon dans les Propulseurs à effet Hall (PEH) de faible puissance. En effet partant de la constatation selon laquelle aucune information relative à ce type de décharge n'est disponible pour ces propulseurs de faible puissance dans la littérature, la détermination des paramètres de décharge pour l'initiation d'un plasma d'argon devient dès lors une exigence.

De ce fait, nous effectuerons une étude comparative d'une décharge de xénon pur avec plusieurs décharges de mélange de xénon et d'argon. Dans un premier temps, les comportements stationnaire et dynamique du courant de décharge (I_d) ainsi que du potentiel de cathode (V_c) pour plusieurs ratios d'argon dans le mélange seront détaillés.

Ensuite, l'utilisation d'un analyseur d'énergie (RPA) permettra de caractériser le courant d'ions généré suite à l'ajout d'argon mais aussi l'évolution de la distribution énergétique et angulaire des ions afin d'en déduire la fonction de distribution en énergie et en angle des ions.

Il est admis grâce à plusieurs études antérieures que les caractéristiques de la cathode ont une influence non négligeable sur le comportement stationnaire de la décharge [33]. Dans cette étude nous avons eu l'opportunité d'utiliser deux cathodes creuses distinctes et les résultats obtenus présentent en effet des différences notables qui seront exposées en ANNEXE A.

Deux propulseurs qui appartiennent à la famille des PEH de faible puissance ont été caractérisés : il s'agit du PPI et du PPI-Mag (dans ses 2 versions) décrits dans la section §1.4. Ces deux propulseurs de même conception de base ont des circuits magnétiques similaires à ai-

mants permanents mais de topologie magnétique et de section de canal différentes. En effet, la section de canal du PPI-Mag est deux fois plus grande que celle du PPI, la caractérisation des deux propulseurs permettra de mettre en évidence l'influence de la géométrie des propulseurs sur les paramètres du plasma de mélange. Le PPI-Mag offre également la possibilité d'étudier deux configurations magnétiques différentes : une première dite « standard » qui est semblable à celui du PPI et une seconde dite « élargie » dont la topologie magnétique est confidentielle et ne sera pas précisée dans le manuscrit. Dans un but de faciliter la lecture de ce chapitre, on admettra par la suite les abréviations suivantes :

Décharge Xe : plasma de xénon pur

Décharge Xe-Ar : la décharge initiale est en xénon (débit fixe) et on additionne le flux d'argon (débit variable)

3.1 L'étude du PPI en décharge Xe-Ar

3.1.1 Les régimes de fonctionnement

La dynamique des décharges dans les PEH adopte des modes (ou régimes) de fonctionnement spécifiques selon différents paramètres de la décharge tels que la tension de décharge (U_d) ou encore le champ magnétique (B_r) [72] [73] [74].

Cette dynamique est caractérisée par l'allure du courant de décharge. Par abus de langage, le courant d'anode est appelé courant de décharge. La définition de régimes de fonctionnement repose essentiellement sur le niveau des oscillations du courant de décharge autour de sa valeur moyenne. Le paramètre n_{osc} définit le niveau d'oscillation et représente le rapport de l'amplitude (RMS) des oscillations sur la valeur moyenne du courant de décharge.

$$n_{osc} = \frac{\text{amplitude}}{\text{valeur moyenne}} = \frac{\hat{I}_d - I_{dmoy}}{I_{dmoy}} \quad (3.1)$$

Ce paramètre exprimé en pourcentage permet d'identifier les différents régimes de fonctionnement dont les principaux couramment observés sont décrits ci-dessous.

1. Le régime dit « calme » : dans ce cas l'allure du courant de décharge ne présente pas de pics définis mais des fluctuations chaotiques c'est-à-dire de fréquence indéfinissable et dont le n_{osc} est inférieur à 10%. L'équilibre entre l'injection des neutres dans le canal de décharge et l'éjection des ions est établi de manière stable et constante.
2. Le régime dit de « fluctuation » : la forme d'onde du courant présente des fluctuations avec un n_{osc} faible inférieur à 30% et un faible temps d'auto-corrélation.
3. Le régime dit d'« oscillation » : c'est un régime habituel du PPI opérant dans le caisson du GREMI. La dynamique du courant de décharge repose sur un phénomène oscillatoire de type « proie-prédateur » [75] dont le principe est le suivant :
 - (a) Etape 1 : avant une montée de courant, les neutres remplissent le canal de décharge et les électrons émis par la cathode externe arrivant à l'entrée du canal démarrent une avalanche d'ionisation de ces neutres. Les ions sont créés essentiellement par

collisions électrons-neutres. Par la suite le front d'ionisation se propage vers les régions peuplées c'est-à-dire vers l'anode en ionisant les neutres.

- (b) Etape 2 : La propagation axiale de l'ionisation vers le fond du canal est ralentie par l'existence du champ magnétique transverse. Mais si elle est plus rapide que la vitesse moyenne axiale des atomes injectés, on obtient un dépeuplement du canal. Les ions sont accélérés vers la sortie et les électrons vers l'anode. Le courant de décharge (d'anode) donne une représentation temporelle assez correcte de l'ionisation car le temps de propagation des électrons de la zone d'ionisation à l'anode est court à l'échelle du temps de l'oscillation du courant de décharge.
- (c) Etape 3 : Lorsque le dépeuplement du canal est achevé et que tous les ions quittent le canal, il ne peut plus y avoir d'ionisation. Dès lors le courant de décharge décroît, voir s'arrête totalement.
- (d) Etape 4 : Le flux continu de neutres conduit au repeuplement du canal et ce processus reprend continuellement donnant lieu aux oscillations du courant de décharge.

Les oscillations produites sont cohérentes en phase et on en déduit une fréquence caractéristique comprise entre 20 et 30 kHz selon les paramètres (tension de décharge, débit de gaz). Les oscillations ont une amplitude élevée avec un n_{osc} pouvant aller au-delà de 50%.

4. Le régime dit « pulsé » : dans ce mode, le profil du courant présente des oscillations de forte intensité suivi de zéro de courant sur un temps supérieur à la μs . L'ionisation du gaz est brutale et le canal se vide quasi-intégralement de ses neutres sur un temps court, ce qui donne des pics fins et très répétitifs. La fréquence des oscillations est plus faible que dans les autres régimes car il n'y a pas de chevauchement temporel entre l'ionisation et l'accélération conséquence de la propagation très rapide du front d'ionisation vers l'anode.

La limite entre ces différents régimes, autrement dit le basculement d'un mode à l'autre dépend de plusieurs paramètres de la décharge dont certains sont clairement identifiés. Mais il existe aussi des situations où l'on peut basculer d'un mode à l'autre avec une faible variation des paramètres.

En effet le type de régime de décharge dépend essentiellement de la tension de décharge mais aussi du champ magnétique [73] [74]. Une diminution de la tension permet de progresser d'un régime d'oscillations à un régime calme en passant par un régime de fluctuations. De même lorsque le champ magnétique dépasse sa valeur nominale le régime d'oscillations bascule vers un régime de fluctuations [76].

Empiriquement, l'état de surface des céramiques présente aussi une influence sur le mode de fonctionnement de la décharge et à contrario des paramètres précédents, ce dernier est difficilement contrôlable et reste encore un point à éclaircir.

Nous nous intéressons ici au comportement dynamique du courant de décharge en réponse à l'injection d'argon. L'objectif de la manipulation consiste à observer l'évolution de l'allure du courant de décharge d'un plasma de xénon à débit fixe égal à 8,2 sccm auquel on additionne graduellement de l'argon (débit d'argon allant de 1 à 10 sccm par pas de 1 sccm).

Le propulseur étudié est le PPI250 doté de céramiques neuves et propres. La cathode MIREA fonctionnant avec un débit de xénon de 2 sccm a été utilisée pour toutes les conditions. La

tension de décharge est également fixe à 220 V.

Le courant de décharge est enregistré à l'aide d'une sonde de courant AC/DC PSY 500 (50 A DC_120 kHz) qui mesure les composantes continue et alternative avec une sensibilité de 5 mA. La figure 3.1 montre l'allure du courant de décharge en fonction du temps $I_d(t)$ pour différentes proportions d'argon dans le mélange dans le cas d'un régime de type « oscillations ». Les signaux enregistrés sont moyennés sur 256 acquisitions et le niveau de déclenchement de l'oscilloscope est maintenu assez haut pour obtenir des événements cohérents et reproductibles. Afin de visualiser la répartition fréquentielle des oscillations, la densité spectrale de puissance du signal est déterminée et également présentée en figure 3.1. On part d'un régime de décharge en Xe de type « pulsé » et on augmente progressivement le flux d'argon. On observe ainsi :

- De 1 sccm à 6 sccm (soit une proportion volumique de 42%) d'argon dans le mélange : on remarque que l'injection d'argon dans le plasma de xénon ne modifie pas le type de régime à savoir que le mode reste pulsé.
- Pour 7 sccm et 8 sccm : le n_{osc} baisse drastiquement et la décharge est dans un régime de type « oscillation ».
- Pour 9 et 10 sccm : le régime semble basculer vers un régime de « fluctuations » voire « calme ». L'augmentation du débit global pourrait expliquer ce phénomène. Seulement les mesures faites sur le PPI fonctionnant en xénon pur ont montré que la variation du débit de gaz n'influe pas sur les régimes de décharge mais modifie uniquement la fréquence des oscillations. En effet en augmentant le débit, on modifie le remplissage du canal et en conséquence les phénomènes d'ionisation et de transport. On observe que la fréquence d'ionisation augmente aussi.

Le spectre des signaux (alimentation électrique + filtre à l'entrée + plasma) se rapproche de la réponse harmonique d'un système linéaire du second ordre présentant un phénomène de résonance à la fréquence f_0 et un coefficient d'amortissement compris entre 0 et 1. Cette fréquence f_0 vaut 30 kHz pour les débits de 0 à 6 sccm et est équivalente à la fréquence caractéristique de ce type d'oscillations.

La fréquence d'oscillations augmente progressivement à partir de 8 sccm pour atteindre 40 kHz à 10 sccm (proportion de 54%) d'argon dans le mélange en raison de l'augmentation du débit.

Notons également que l'accroissement du facteur d'amortissement lorsque le débit d'argon augmente. Ainsi l'intensité de la densité spectrale de puissance du courant pour la décharge Xe est supérieure d'au moins 20 dB à celle de la décharge Xe-Ar avec une proportion de 54% d'argon. En revanche, l'évolution de l'allure de la densité spectrale de puissance ne montre pas de changement drastique de la réponse harmonique : il demeure une cohérence temporelle qui exclut le basculement vers un régime de « fluctuations » comme le laisser penser l'observation des signaux temporels.

Toutefois nous pouvons remarquer qu'à 10 sccm le coefficient d'amortissement est suffisamment élevé pour que l'on puisse considérer le régime de décharge comme étant « calme ».

Des études réalisées au laboratoire LPMI-Ecole Polytechnique dans le cadre des travaux de thèse de Yann Dantal avaient montré que l'injection d'azote en sortie de canal, au niveau du plan de sortie du propulseur entraînait une atténuation des oscillations du plasma [77]. Une explication avancée est que le transport électronique est amélioré grâce aux collisions électrons-atomes dans la zone fort champ magnétique.

Ces effets sont peut être à rapprocher du phénomène observé ici. En effet, les atomes d'argon

étant moins ionisés que ceux de xénon, la présence de neutres en sortie de canal est accentuée lorsqu'on augmente le débit d'argon.

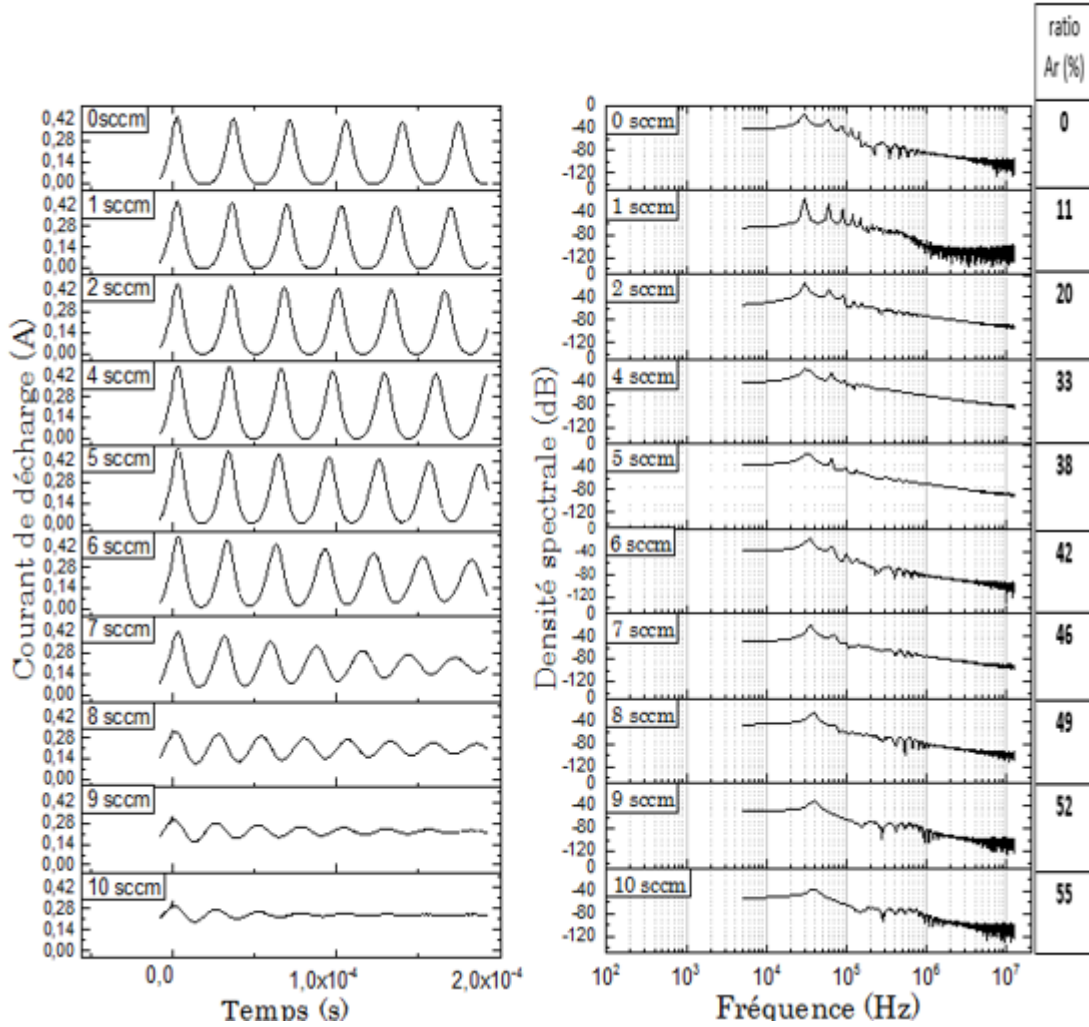


FIGURE 3.1 – Evolution temporelle du courant de décharge et sa représentation fréquentielle (densité spectrale) en fonction de plusieurs proportions d'argon dans le mélange ($D_{Ar} = 0$ à 10 sccm) en partant d'une décharge de Xe ($U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm) dans un régime de type « oscillation » - PPI

L'évolution du niveau d'oscillations n_{osc} des signaux pour les différentes décharges Xe-Ar (mesurés sur la première oscillation) est présentée en figure 3.2. On observe que le niveau d'oscillations est très élevé et reste autour de 100% pour les décharge Xe-Ar jusqu'à 6 sccm d'argon, d'où le régime « pulsé ». On note également le basculement vers le régime d'oscillation et puis à partir de 9 sccm le n_{osc} chute à 30%. Ce n_{osc} correspond typiquement celui d'un régime de « fluctuation » mais dans ce cas il s'agit d'un régime spécifique de très basses oscillations.

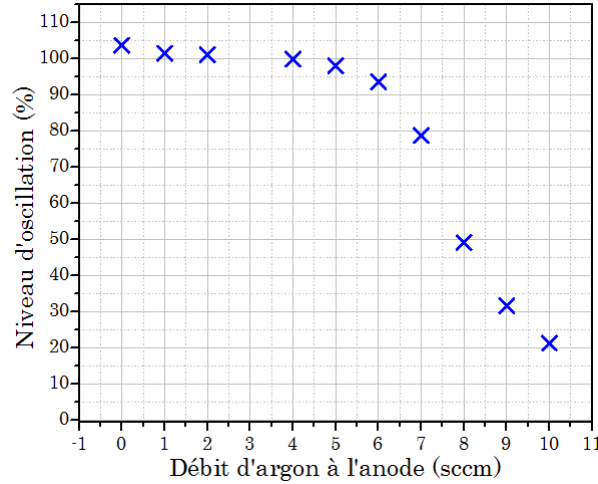


FIGURE 3.2 – Evolution du niveau d'oscillations n_{osc} en fonction du débit d'argon dans le mélange ($D_{Ar} = 0$ à 10 sccm) en partant d'une décharge de Xe ($U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm) dans un régime de type « oscillation » - PPI

Dans ce paragraphe, l'évolution du courant de décharge en fonction du débit d'argon dans un régime de type « fluctuations » est présentée.

Nous avons remarqué qu'après un certain nombre d'heures de tirs environ 50 h (ceci est une estimation car le nombre d'heures n'a pas été systématiquement décompté), le régime de la décharge est passé d'un régime d'oscillation à un régime de « fluctuations » pour des conditions de décharge identiques à savoir une tension de décharge, un débit de gaz ainsi que un champ magnétique inchangés.

L'idée avancée dans certaines études selon laquelle l'usure des céramiques aurait une influence sur le régime de la décharge [76] [78] est ici mise en évidence.

En effet, les céramiques concentriques qui délimitent le canal de décharge et isolent le plasma de la carcasse métallique du propulseur sont sujettes à un bombardement ionique continu. Une partie des ions créés dans le canal, selon l'endroit où ils sont créés, impactent les surfaces des céramiques. Ces interactions des particules du plasma avec les parois des céramiques sont à l'origine de l'érosion progressive des céramiques plus ou moins importante selon l'énergie et l'angle d'incidence des ions. En effet suivant leur énergie, les ions incidents pulvérisent la matière à l'endroit impacté (ions hautement énergétiques) ou transfèrent une partie de leur énergie qui se transforme en énergie thermique (ions de basses énergies) [79] [80].

Durant le fonctionnement du propulseur, un dépôt opaque métallique est observé sur les parois des céramiques. En effet le bombardement ionique des parois du caisson conduit à une production de particules métalliques qui se déposent sur toute la surface des céramiques. Aussi une partie de la matière des céramiques éjectée à cause du bombardement des ions se redéposent également sur les parois. Même si l'état des céramiques est consciencieusement surveillé durant les manipulations (décapage régulier du dépôt), ces modifications de l'état de surface des céramiques ne peuvent être évitées.

Cette problématique constitue l'un des points critiques de la durée de vie des propulseurs et a fait l'objet d'études notamment dans la thèse de L.Balika [30].

En conséquence l'état des surfaces changeant au cours du temps, il se peut que toutes ces modifications de surface soient à l'origine du changement de régime observé. Mais nous ne disposons pas d'études approfondies systématiques statuant sur l'origine exacte de ce phénomène.

Le régime de fluctuations observé avec des céramiques vieilles d'une cinquantaine d'heures de tirs environ est présenté dans la figure 3.3. On retrouve bien des oscillations transitoires mais le temps de cohérence du signal est bien plus court, ce qui traduit une tendance à un régime moins oscillant que dans le cas précédent. Pour ce régime, les caractéristiques dynamiques évoluent peu en fonction de la proportion d'argon dans le mélange.

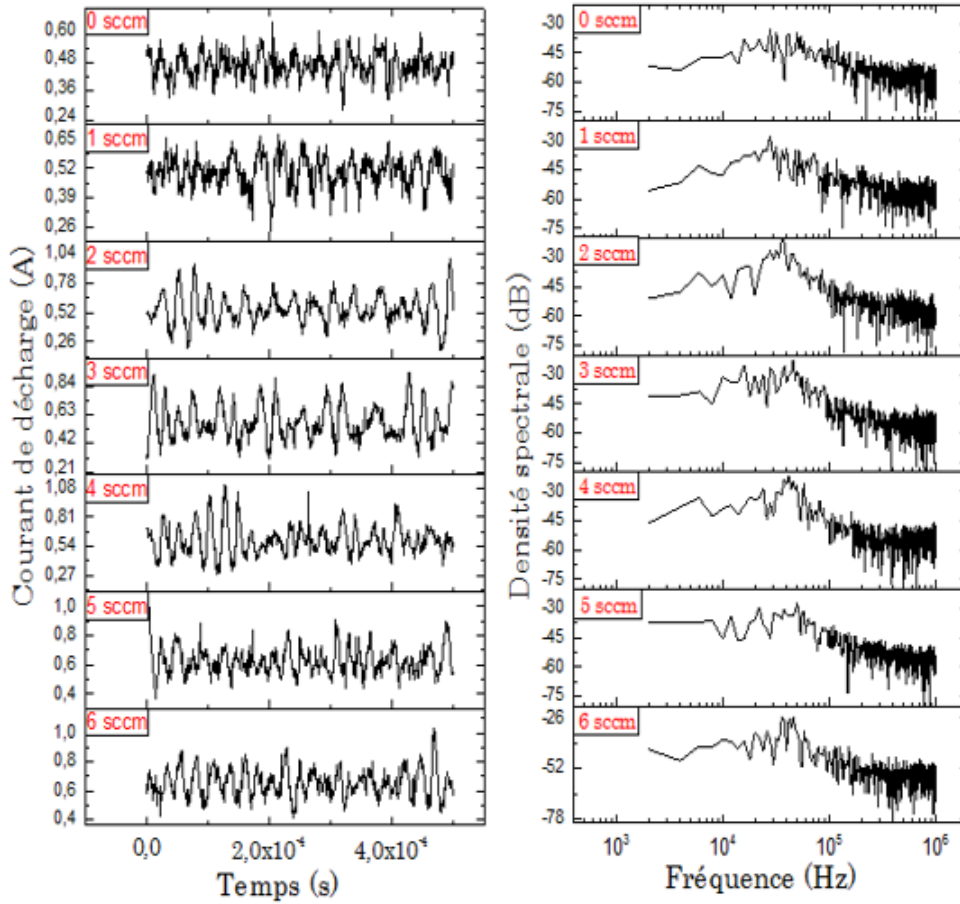


FIGURE 3.3 – Evolution du courant de décharge dans le temps et de la densité spectrale en fonction du débit d'argon dans le mélange [$D_{Ar}=0$ à 6 sccm] en partant d'une décharge de Xe [$U_d=220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm] dans un régime de type «de fluctuation» établi avec des céramiques vieilles d'environ 50 h de tirs. - PPI

3.1.2 Le courant de décharge I_{dmo} , et le flux d'ions sur l'axe I_{colmo}

Nous nous intéresserons dans cette partie à l'évolution du courant de décharge moyen en fonction du flux d'argon dans le mélange. Les études sont faites dans le caisson du GREMI avec un système de pompage turbo-moléculaire identique pour les deux gaz.

Le courant de décharge (I_d) mesuré correspond au flux d'électrons, d'origines diverses, arrivant à l'anode. En effet, les électrons recueillis proviennent d'une part des ions sortant du canal (I_i) et d'autre part des électrons y rentrant c'est-à-dire ayant réussi à traverser la barrière magnétique (I_e) comme l'explicite l'équation 3.2.

$$I_d = I_d + I_e \quad (3.2)$$

Le mouvement de dérive des électrons vers l'anode résulte d'un processus lié à un transport anormal (cf. § 1.3). La cathode utilisée est la «MIREA» avec un débit de Xe égal à 2 sccm et un courant de chauffage de 14 A. Ces paramètres de fonctionnement de la cathode restent figés pour tous les points de fonctionnement étudiés. Le point optimal choisi pour la décharge Xe est le suivant : $U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm ce qui donne un courant $I_d = 0,89$ A. Le flux d'atomes $\phi_{Xe}(at/s)$ injecté dans le canal est lié au débit de Xe (sccm) par l'équation(3.3)

$$\phi_{Xe}(at/s) = D_{Xe}[sccm] \cdot \frac{10^{-3}}{22,4} \cdot \frac{6,022 \cdot 10^{23}}{60} = D_{Xe}[sccm] * 4,47 \cdot 10^{17} \quad (3.3)$$

On en déduit le courant d'ions I_i dans le cas idéal où le taux d'ionisation vaut 1 c'est-à-dire que la totalité des atomes injectés à l'anode a subi une ionisation simple.

$$I_i = q * \phi_{Xe} \quad (3.4)$$

Cependant, en ce qui concerne le PPI250, le taux d'ionisation est connu et est de l'ordre 0,8 [3].

$$I_i = q \cdot \tau_i \cdot \phi_{Xe} = 0,057 \cdot D_{Xe}[sccm] \quad (3.5)$$

Pour la condition étudiée, le flux d'atomes valant $3,66 \cdot 10^{18} at/s$, on obtient un courant d'ions I_i égal à 0,47 A si tous les ions sont une fois chargé (Xe^+). Sachant que le courant de décharge mesuré est de 0,89 A, la contribution du courant d'électrons matérialisée par le rapport $\frac{I_e}{I_i}$ soit 89% serait très importante dans ces conditions.

Ceci doit en réalité être corrigé en tenant compte de la présence d'ions multichargés (Xe^{++}) qui contribuent au flux d'ions I_i et dont la proportion est estimée au plus à 20% du courant d'ions total. On obtient alors, la contribution réelle du courant d'électrons par l'équation suivante :

$$\frac{I_e}{I_i} = \frac{I_d - (I_i + (20\% \cdot I_i))}{I_i} \quad (3.6)$$

On en déduit un rapport $\frac{I_e}{I_i}$ équivalent à 57%. La contribution au courant de décharge du flux d'électrons entrant dans le canal reste très élevée dans le PPI250 fonctionnant dans le caisson du « GREMI ». Ce taux tend à être réduit pour une meilleure efficacité du propulseur. Il vaut

20% dans les propulseurs les plus optimisés [13].

L'évolution du courant de décharge moyen (I_{dmoy}) en fonction du débit total (Xe + Ar) pour les décharges Xe-Ar avec comme point de départ le point de fonctionnement en Xe pur est présentée en figure 3.4. En comparaison l'évolution de I_{dmoy} en fonction du débit pour une décharge en Xe pur est aussi présentée.

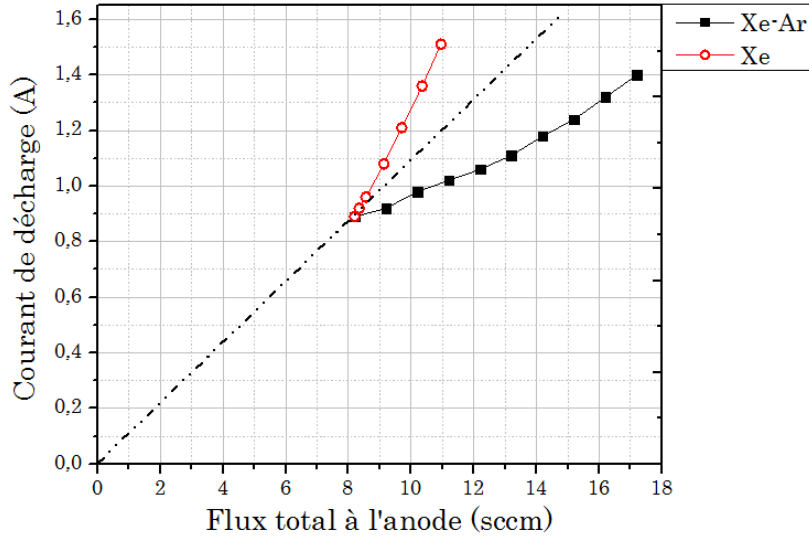


FIGURE 3.4 – Evolution du courant de décharge moyen en fonction du débit total à l'anode pour les décharges Xe [$D_{Xe}=8,2$ à 11 sccm] et Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 9 sccm] - PPI

On observe que le courant de décharge augmente lorsqu'on rajoute de l'argon dans la décharge.

A ce stade, nous considérerons que la variation du courant dans la décharge Xe-Ar est liée à l'ionisation de l'argon. L'augmentation du courant est quasi linéaire en fonction du flux total pour les deux types de décharge (Xe et Xe-Ar), cependant on observe un changement de caractéristique.

L'augmentation de I_{dmoy} est nettement plus importante dans le cas d'un apport de Xe que dans le cas d'un ajout d'argon. L'énergie d'ionisation de l'argon (15,7 eV) étant plus élevée que celle du xénon (12,1 eV), ce résultat était quelque peu attendu.

Cependant, sachant que la contribution du courant électronique est très importante dans nos conditions expérimentales et que le courant de décharge rend compte des évolutions de l'ionisation et du transport électronique, celle de l'ionisation ne peut être déduite directement du courant de décharge. La mesure du courant d'ions dans le jet sur l'axe du propulseur apportera une confirmation.

L'analyseur d'énergie (RPA) décrit §1.4.6 est donc placé à 70 cm du plan de sortie et le potentiel de sa grille sélective fixé à 50 V pour collecter tous les ions. La figure 3.5 montre l'évolution du courant d'ions mesurée au centre du propulseur en fonction du flux total pour les 2 décharges (Xe et Xe-Ar). Les évolutions sont différentes de celle du courant de décharge,

entre autres la différence entre les deux flux d'ions mesurés sur l'axe apparaît moins drastique même si la production d'ions reste supérieure dans la décharge Xe. Cela suggère une meilleure efficacité du propulseur dans les décharges de mélange.

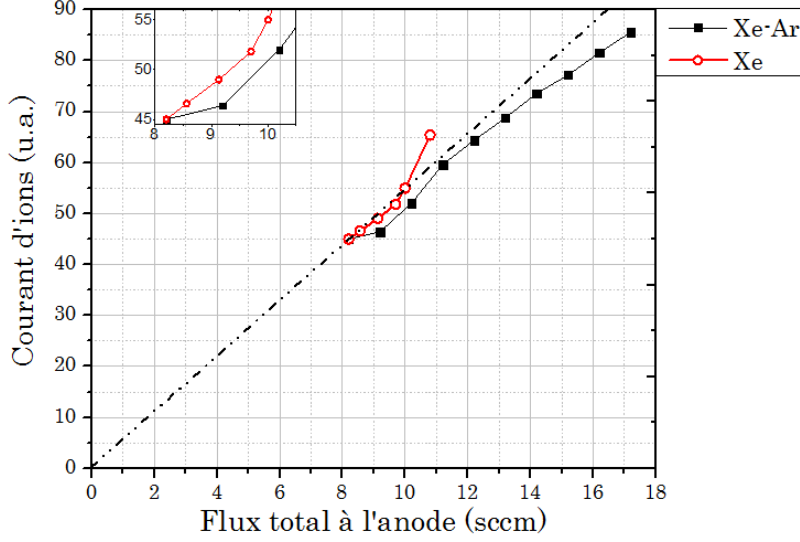


FIGURE 3.5 – Evolution du courant d'ions moyen mesuré sur l'axe à 70 cm du plan de sortie ($V_{RPA}=50$ V) en fonction du débit total pour les décharges Xe [$D_{Xe}=8,2$ à 11 sccm] et Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 9 sccm] - PPI

Pour la suite, on retiendra les notations suivantes :

Abréviations	CARACTÉRISTIQUES
I_{dXe}	courant de décharge moyen pour la décharge initiale en Xe
I_d	courant de décharge moyen pour la décharge Xe-Ar
ΔI_d	augmentation du courant de décharge moyen en réponse à l'ajout d'Ar ($I_d - I_{dXe}$)
I_{collXe}	courant d'ions collecté moyen pour la décharge initiale en Xe
I_{coll}	courant d'ion collecté moyen pour la décharge Xe-Ar
ΔI_{coll}	augmentation du courant d'ion collecté en réponse à l'ajout d'Ar ($I_{coll} - I_{collXe}$)

On suppose que l'augmentation de I_d et de I_{coll} est relatif à l'ionisation de l'argon. La comparaison entre les augmentations relatives du flux d'atomes, du courant de décharge, et du courant d'ions donne une première idée sur l'ionisation de l'argon dans un plasma de xénon et est illustrée sur la figure 3.6.

Pour l'exemple, le pourcentage d'augmentation du courant de décharge est déterminé comme suit :

$$\%augmentation = \frac{\Delta I_d}{I_d} \cdot 100 \quad (3.7)$$

Avec $\Delta I_d = I_d - I_{dXe}$

Le rapport du flux d'argon sur le flux total de gaz représente le courant équivalent au cas idéal c'est-à-dire si tout le gaz injecté est ionisé. Deux plages de fonctionnement sont mises en évidence :

- Pour des proportions d'argon inférieures à 20% (11% de la densité atomique) : de 0 à 10% de flux d'argon, ΔI_{coll} augmente de 4% similairement à ΔI_d . De 10 à 20 % d'argon, ΔI_{coll} augmente plus vite que ΔI_d . Mais ces augmentations de courant sont inférieures à l'augmentation du gaz.
- Pour des proportions d'argon supérieures à 30% d'argon dans le mélange, les trois paramètres augmentent linéairement. Les courbes ΔI_{coll} et de ΔI_d sont en dessous de celle du flux d'argon. Cependant le courant d'ions ΔI_{coll} augmente presque autant que le flux d'argon, et moins que ΔI_d .

Cette observation suggère que la décharge est plus efficace à haut flux d'atomes car la proportion du courant d'électrons dans le courant de décharge diminue lorsque la densité d'argon dans le mélange augmente. Le phénomène physique sous-jacent est peut être une réduction des ions multichargés dans la plume, une diminution du transport des électrons, ou encore la combinaison de ces deux phénomènes.

L'ionisation de l'argon reste cependant moins bonne que celle du xénon, même si on note une nette amélioration lorsque la densité atomique est élevée.

Toutefois aucune conclusion ne peut être avancée sans ambiguïté car le raisonnement est fait uniquement sur le courant d'ions mesuré dans l'axe du moteur alors que l'essentiel du courant d'ions se trouve aux angles.

D'autant plus que le surplus de courant d'ions est totalement attribué à la contribution des ions Ar^+ alors qu'un renforcement de l'ionisation de Xe est possible compte-tenu de la faible efficacité d'ionisation de cette source.

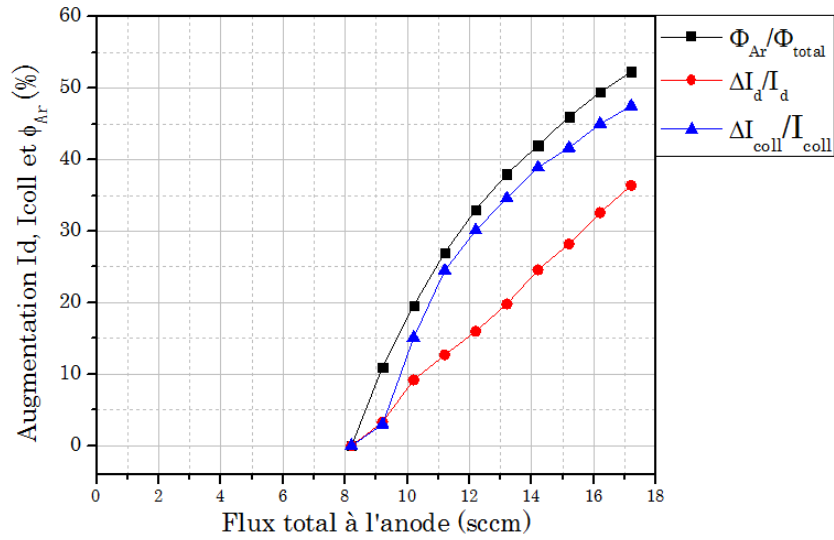


FIGURE 3.6 – Comparaison du pourcentage des augmentations du flux d'atomes, du courant de décharge et du courant d'ions en fonction du débit total pour les décharges Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 9 sccm] - PPI

3.1.3 Le potentiel de cathode

Sur l'ensemble des expériences présentées ci-dessus, la cathode « MIREA » a été utilisée. Cette cathode creuse fonctionne avec du xénon (2 sccm) et il est nécessaire de contrôler son bon fonctionnement mais aussi d'étudier l'influence de l'argon sur son potentiel. Dans cet objectif, le potentiel de cathode a été mesuré par rapport au potentiel du caisson à l'aide d'une sonde LeCroy PP006A (500MHz_10M Ω _12pF).

La cathode fournit le flux d'électrons nécessaire à l'injection d'électrons dans le canal et à la neutralisation du faisceau d'ions. Cette émission électronique nécessite un potentiel d'extraction qui se traduit par une polarisation négative de la cathode par rapport au plasma qui l'entoure. Ceci conduit à un potentiel de cathode négative par rapport au caisson.

On voit sur la figure 3.7 que cette polarisation fluctue de façon synchrone avec le courant de décharge. Le comportement dynamique du potentiel de cathode est stable pour un flux d'argon allant de 1 à 5 sccm (38%) dans la décharge et à partir de 6 sccm (42%) on note l'évolution vers un autre régime. Ces observations sont à rapprocher de l'évolution de la dynamique du courant de décharge présentée en §3.1.1. Le régime de fonctionnement de la décharge Xe est de type « oscillation ».

Le potentiel de cathode moyen devient plus négatif lorsque le débit d'argon augmente ce qui va de pair avec une demande de flux d'électrons plus élevée puisque le courant augmente aussi avec le flux d'argon. Le potentiel de cathode moyen passe de -14V pour la décharge Xe à -21V pour la décharge Xe-Ar avec 10 sccm d'argon.

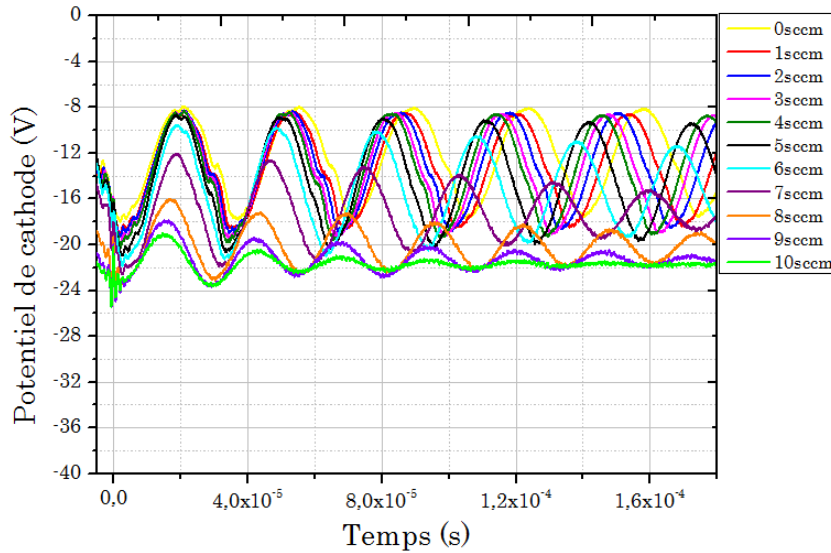


FIGURE 3.7 – Evolution temporelle de la dynamique du potentiel de cathode (« MIREA » avec $D_{Xe}=2$ sccm) en fonction de plusieurs débits d'argon pour les décharges Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 9 sccm] dans un régime « d'oscillation ». - PPI

3.1.4 Les caractéristiques $U_d(I_d)$ et $U_d(I_{coll})$

La pente de la caractéristique courant-tension $U_d(I_d)$ est un indicateur qualitatif de l'ionisation du gaz. En effet, la mobilité axiale des électrons dans la zone de fort champ magnétique est régie par les collisions électrons-neutres et par le transport pariétal. En conséquence, la densité de neutres dans cette zone est directement liée à la mobilité des électrons. Il existe plusieurs évolutions de la caractéristique courant-tension $U_d(I_d)$ possibles :

1. Si l'ionisation est efficace avec un taux d'ionisation typiquement proche de 0,9, la production d'ions et le courant de décharge dépendent presque exclusivement du débit de gaz et peu de la tension de décharge. La pente de la caractéristique est élevée et en augmentant la tension de décharge, on observe une saturation du courant.
2. Si le taux d'ionisation est très inférieur à 0,9, la pente de la caractéristique est faible. Le courant I_d peut croître significativement avec la tension appliquée à la décharge notamment par un effet d'augmentation de l'énergie des électrons et par un transport collisionnel facilité. La faible ionisation du gaz entraîne une densité plus élevée de neutres dans le canal notamment dans la zone proche plan de sortie. Ceci contribue à une plus forte mobilité électronique et à un transport des électrons plus important qui contribue aussi à une augmentation du courant.
3. Si la tension de décharge est trop élevée, une contribution excessive du courant d'électrons provoque une croissance encore plus rapide avec la tension. On se trouve dans un régime de haute puissance.

La figure 3.8 montre que pour le plasma Xe tout comme pour le plasma Xe-Ar avec 1 sccm d'argon, la pente de la caractéristique $U_d(I_d)$ est forte. La mobilité axiale des électrons reste constante et faible (très forte impédance). L'augmentation du flux d'argon dans le mélange entraîne une diminution sensible de la pente de la caractéristique.

Ainsi pour 6 sccm d'argon dans le mélange, le courant I_d augmente de manière importante lorsque la tension augmente et à contrario des autres conditions de décharge, on ne note pas de début de saturation du courant.

C'est sans doute le signe d'un taux d'ionisation relativement faible de l'argon par rapport au xénon dans les conditions standard de fonctionnement du PPI250 c'est à dire un taux d'ionisation de l'argon est notablement inférieur à 0,8.

Une raison de la limitation des points de fonctionnement étudiés est la détérioration des matériaux de conception du PPI (joints, aimants...) avec le dépassement de la puissance nominale de 450 W. Ceci limite en général la tension de décharge à une valeur maximale de 300 V.

La densité de courant d'ions totale (I_{coll}) sur l'axe du moteur à 70 cm du plan de sortie du canal a été caractérisée par RPA. La figure 3.9 présente l'évolution des caractéristiques $U_d(I_{coll})$ pour les mêmes conditions ci-dessus. Le courant d'ions augmente quand la tension croît dans toutes les conditions de décharge. L'augmentation est cependant plus importante quand la proportion d'argon est élevée dans le plasma Xe-Ar. Prenons l'exemple du cas avec 6 sccm d'argon, le courant d'ions collecté passe de 30 (u.a.) pour une tension de décharge de 160 V à 150 (u.a.) pour une tension de 300 V soit une augmentation d'un facteur 5.

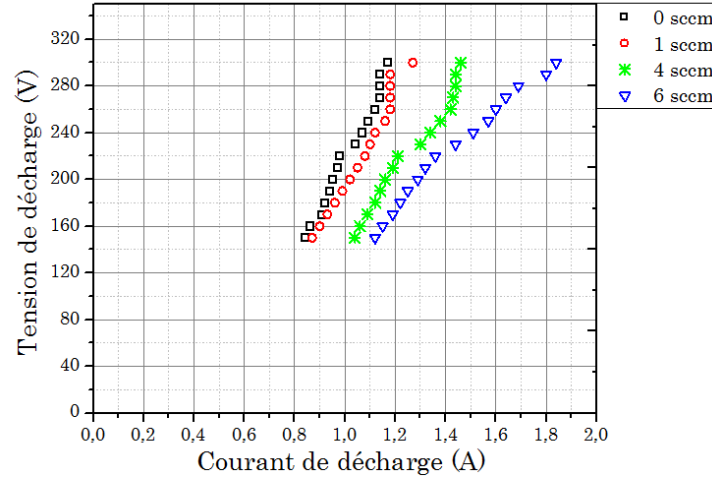


FIGURE 3.8 – Evolution des caractéristiques courant-tension $U_d(I_d)$ pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 6 sccm] - PPI

On obtient ainsi une confirmation que l'argon est moins bien ionisé que le xénon dans les conditions standard de fonctionnement du PPI.

Toutefois, lorsque la tension de décharge augmente, il peut y avoir un déplacement de la zone d'ionisation vers l'anode. L'ionisation plus en amont du gaz a pour effet une meilleure focalisation du jet d'ions. Cette meilleure focalisation peut contribuer à l'augmentation du courant d'ions sur l'axe.

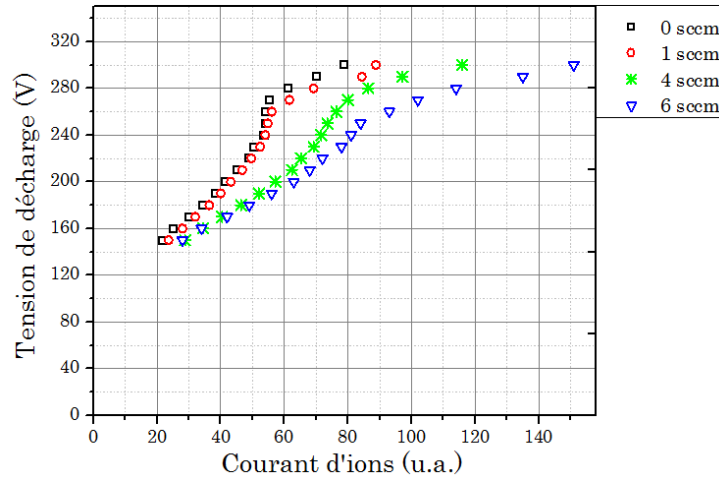


FIGURE 3.9 – Evolution des caractéristiques courant d'ions-tension $U_d(I_{coll})$ pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 6 sccm] - PPI

3.1.5 Le choix du débit pour l'amorçage en argon

Une autre étude des caractéristiques électriques des décharges en mélange gazeux Xe-Ar est de faire varier le ratio des deux gaz (ΔD_{Xe} sur ΔD_{Ar}) tout en maintenant le courant de décharge moyen constant.

L'objectif est de déterminer le flux d'atomes d'argon minimum requis pour compenser une diminution d'un flux de xénon donné avec la conservation de la quantité de charges produite. Cette expérience est primordiale dans l'évaluation du débit nécessaire à l'amorçage d'un plasma d'argon pur dans le PPI.

La figure 3.10 illustre les résultats obtenus dans des séries d'expériences avec trois courants de décharge différents de 1,15A, 1,25A et 1,35A. Ces courbes conduisent à des variations $\Delta\phi_{Xe}/\Delta\phi_{Ar}$ linéaires et sensiblement identiques pour ces trois courants.

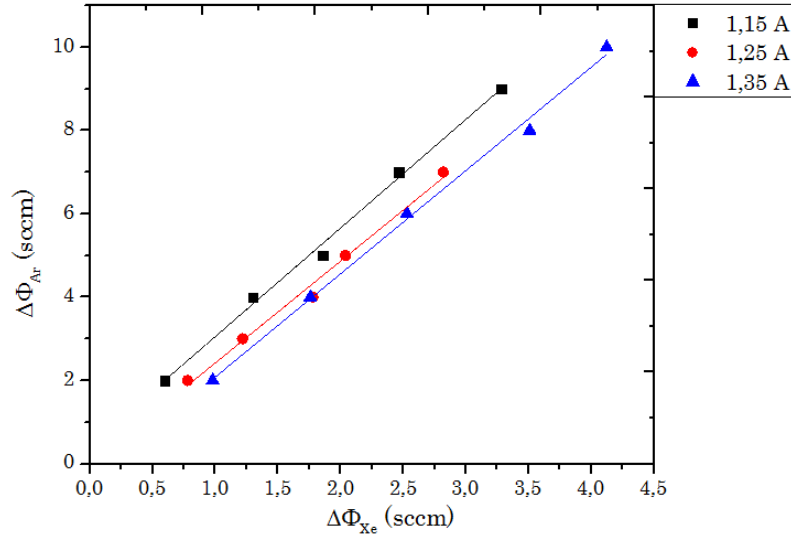


FIGURE 3.10 – Points de fonctionnement avec différents rapports de débits pour un courant de décharge constant (ΔD_{Ar} en fonction de ΔD_{Xe}) [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 9 sccm] - PPI

On trouve alors que l'augmentation du débit d'argon est 2,5 fois plus importante que la diminution d'un débit de xénon donné à courant constant. Cela veut dire qu'avec les mêmes conditions de décharge, il faut « 2,5 atomes » d'argon pour remplacer un atome de xénon. Ce facteur est le même pour toutes les valeurs de courant de décharge étudiées.

Cependant, le facteur trouvé reste une indication et un ajustement sera nécessaire pour l'amorçage de la décharge Ar car dans un but de simplification, le transport électronique est supposé identique pour les décharges Xe et Xe-Ar.

L'efficacité d'ionisation de l'argon significativement plus faible que celle du xénon est mise en évidence pour les mêmes paramètres de décharge. Ce résultat était attendu en raison à la fois du niveau supérieur de l'énergie d'ionisation de l'argon, et d'un temps de résidence des atomes d'argon dans le canal beaucoup moins important en raison de leur faible masse atomique.

La vitesse thermique de l'argon définie par la température du canal est supérieure à celle du

xénon comme montrer ci-dessous.

$$V_N = \sqrt{\frac{8 \cdot k_B \cdot T_N}{\pi M}} \quad (3.8)$$

$$k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \text{ (constante de Boltzmann)}$$

La température des parois du canal est de l'ordre de $T_N = 600 \text{ K}$ et on la suppose identique pour les 2 gaz bien qu'elle varie avec la puissance. On obtient alors :

$$V_{Xe} \simeq 311 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad (3.9)$$

$$V_{Ar} \simeq 563 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad (3.10)$$

Le rendement d'ionisation de l'argon étant probablement inférieur à celle du xénon, le rapport entre la puissance cinétique qui part de la décharge avec le jet d'ions et la puissance totale $U_d I_d$ de la décharge est plus faible. La puissance dissipée dans le canal de décharge est donc relativement plus importante et cela mène à une augmentation de la température des céramiques. En conséquence l'écart de vitesses ci-dessus est minimal.

En retour, la température du canal a une influence sur le rendement d'ionisation. La température influe sur la vitesse des atomes donc sur leur concentration pour un flux de gaz donné. Ceci peut modifier le libre parcours moyen d'un atome et donc la probabilité d'ionisation.

La fréquence d'ionisation s'écrit :

$$\nu_{ion} = n_0 \langle \sigma_i \cdot v_e \rangle \quad (3.11)$$

Avec n_0 la densité atomique, σ_i la section efficace d'ionisation égal $20 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ pour une température électronique $T_e > 20 \text{ eV}$ et v_e la vitesse des électrons. Le temps d'ionisation valant,

$$\tau_{ion} = \frac{1}{\nu_{ion}} \quad (3.12)$$

Le libre parcours moyen d'un neutre avant ionisation λ_{ion} s'écrit alors :

$$\lambda_{ion} = V_N \cdot \tau_{ion} = \frac{V_N}{n_0 \langle \sigma_i \cdot v_e \rangle} \quad (3.13)$$

Assurons-nous maintenant que le rapport des débits $(\Delta D_{Ar})/(\Delta D_{Xe})$ de 2,5 déterminé dans la présente étude ne repose pas simplement sur une variation de la densité atomique dans le canal. Calculons le rapport de la densité atomique à froid n_{t0} .

$$n_{t0} = n_{Xe0} + n_{Ar0} = K_0 [\phi_{Xe} + \sqrt{\frac{M_{Ar}}{M_{Xe}}} \cdot \phi_{Ar}] \quad (3.14)$$

$$n_{t0} = K_0 [\phi_{Xe} + 0,55 \cdot \phi_{Ar}] \quad (3.15)$$

Avec K_0 facteur lié au régime d'écoulement du gaz dans le canal (régime fluide ou régime moléculaire) [81] [82]. On obtient alors :

$$\Delta\phi_{Ar} = 1,8 \cdot \Delta\phi_{Xe} \quad (3.16)$$

pour $n_{t0} = cte$, on trouve un rapport de densité atomique de 1,8 inférieur au rapport trouvé auparavant.

En conclusion pour obtenir un rendement équivalent pour une décharge Xe et une décharge Ar, il ne suffira pas de maintenir la densité atomique dans le canal constante, mais il faudra également tenir compte de la plus faible probabilité d'ionisation de l'argon.

Ce résultat suggère également que l'augmentation initiale de courant rapporté au § (3-1-2) est la conséquence d'effets combinés multiples : ionisation de l'argon, renforcement de celle du xénon, possible exacerbation de la présence des ions multichargés mais aussi modification du transport électronique.

3.1.6 L'analyse énergétique du jet d'ions

L'efficacité du moteur est aussi assujettie à l'efficacité d'accélération autrement dit à l'énergie effective des ions.

La distribution en vitesse des ions Xe^+ dans la plume du moteur fonctionnant en xénon pur a été déterminé dans le paragraphe §2.3.2. Ici on s'intéresse à l'énergie totale des ions moyennée dans le temps sans distinction de leur énergie potentielle ou cinétique.

$$E_i = E_{ic} + E_{ip} \quad (3.17)$$

Avec l'énergie cinétique proportionnelle à leur vitesse

$$E_{ic} = \frac{1}{2}mv^2 \quad (3.18)$$

Et l'énergie potentielle liée au potentiel plasma

$$E_{ip} = qV_p \quad (3.19)$$

Des caractéristiques de RPA $I_{coll}(V_{RPA})$ permettent de suivre les évolutions du flux d'ions et d'obtenir leur fonction de distribution en énergie pour différentes conditions de décharge Xe-Ar.

Dans cette partie, la densité ionique est mesurée sur l'axe en positionnant le RPA en face du moteur à 70 cm du plan de sortie du canal.

En appliquant un potentiel de répulsion à la grille sélective de 0 V, on est sûr de collecter l'ensemble des ions arrivant au RPA. Cependant, pour s'affranchir des perturbations électromagnétiques et ainsi réduire le bruit de mesure, le potentiel de répulsion sera fixé à 50 V. Le courant I_{coll} varie très peu pour V_{RPA} compris entre 0 et 50 V et les ions ayant une énergie globale supérieure à 50 V représentent bien l'essentiel du flux ionique.

La distribution en énergie des ions a été déterminée pour des points et des régimes de fonctionnement différents (oscillations, fluctuations et calme). En effet, comme décrit en §3.1.1, le régime de décharge du PPI a évolué au cours des différentes campagnes de manips.

Chronologiquement, le régime du moteur est resté dans un régime d'« oscillations » pendant une cinquantaine d'heures de tirs (estimation) ensuite nous avons observé l'apparition d'un régime de « fluctuations » et puis le régime est devenu « calme ». Les caractéristiques de la source (champ magnétique, propreté des surfaces des céramiques, température...) mais aussi les conditions de décharge (débit, pression, cathode...) sont restées identiques. L'essentiel des expériences faites dans cette thèse ont porté sur un régime de fonctionnement de type « calme ». Nous avons néanmoins rapporté l'analyse en énergie des ions pour tous les régimes de fonctionnement observés car les résultats obtenus présentent certaines disparités.

Les résultats sont présentés ci-dessous en distinguant deux conditions expérimentales :
Condition 1 : pour les régimes d'« oscillations » et de « fluctuations » (§ 3.1.1 pour l'allure des courants de décharge) car les résultats obtenus sont similaires.
Condition 2 : pour le régime de décharge de type « calme ».

Condition 1 : Régime « oscillations » à « fluctuations »

La tension de décharge est égale 220 V, le débit de xénon est fixé à 8.2 sccm et le débit d'argon varie de 1 à 6 sccm soit un ratio allant de 11 à 42% du volume total. Sur la figure 3.11 est présentée l'évolution du courant total d'ions (Ar^{n+} et Xe^{n+}) sur l'axe pour un potentiel de répulsion allant de 50 V à 250 V.

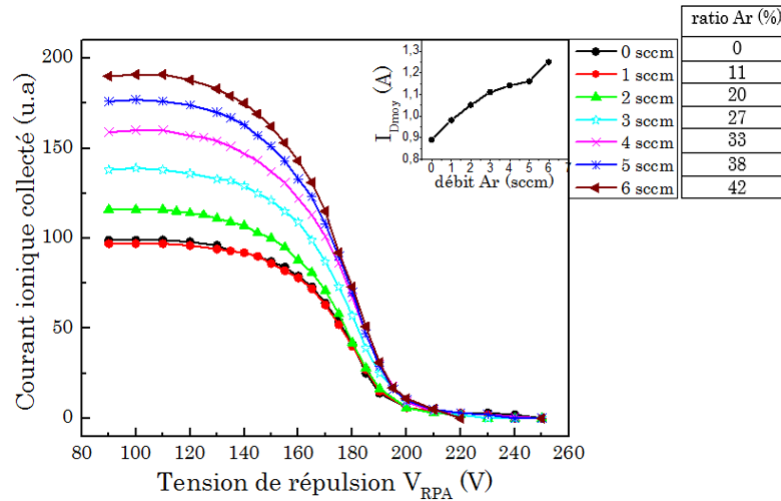


FIGURE 3.11 – Evolution du courant d'ions en fonction du potentiel de répulsion pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 6 sccm] dans un régime « oscillation » RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI

En passant d'un plasma de xénon pur à un plasma de mélange avec un faible pourcentage d'argon de 11%, on note un comportement surprenant du courant collecté à savoir une diminution du flux total d'ions (sans distinction de nature ou de charge) mesuré sur l'axe du moteur et quel que soit leur énergie. Par ailleurs le courant de décharge moyen total augmente de 9%. Ce comportement est aussi observé pour un régime de « fluctuation ». Cela montre que l'introduction d'une faible fraction d'argon induit une modification significative de la décharge

de xénon. Cet effet est reproductible et nous avons cherché à comprendre son origine. Pour cela, les émissions spectrales du plasma ont été visualisées en sortie de canal à 5 mm du plan de sortie à l'aide d'un spectromètre AVANTES. Nous avons suivi la raie de Xe ionisé (Xe II) à 542 nm et son évolution en fonction du débit Ar dans le mélange est illustrée sur la figure 3.12.

L'intensité de la raie est en légère augmentation lorsqu'un peu d'argon est rajouté, ce qui contraste avec l'observation faite ci-dessus.

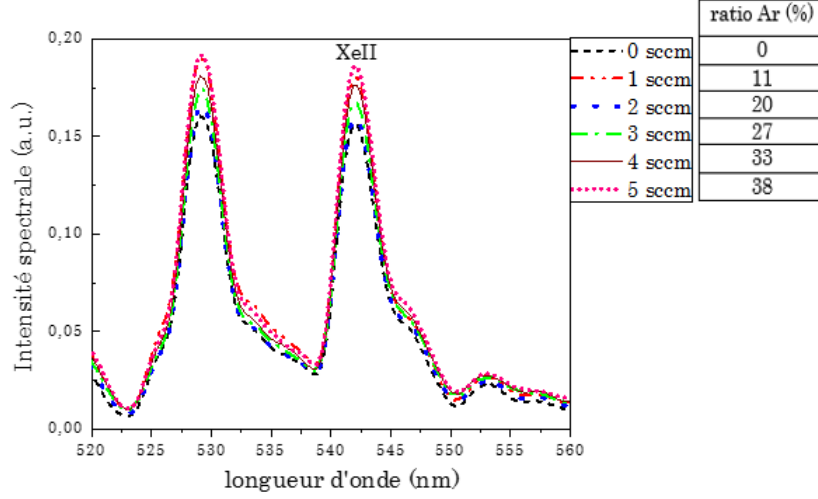


FIGURE 3.12 – Evolution de la raie XeII pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 6 sccm] dans un régime « oscillation » - PPI

La diminution du courant d'ions (pour 11% d'argon) sur l'axe pourrait donc provenir d'une modification de la distribution angulaire des ions. Les effets observés sont aussi à rapprocher du régime de décharge.

Par la suite, on observe à partir de 20% d'argon une évolution quasi-linéaire du courant ionique en fonction du débit d'argon. Avec 42% d'argon on atteint une augmentation de 48% du courant ionique pour une augmentation de 29% du courant de décharge.

En conclusion, lorsque le mélange de gaz se rapproche d'un rapport 50/50, le taux d'ionisation du gaz est équivalent à celui de la décharge en xénon pur avec un meilleur rapport I_e/I_i .

Cependant le débit total injecté a doublé : donc c'est l'effet combiné de l'équilibre en volume des proportions de gaz et de l'augmentation de la densité atomique globale dans le canal qui est l'origine de l'amélioration de l'ionisation de l'argon. Des mesures de courant ionique sont déduites les fonctions de distribution en énergie des ions (FDEI).

$$FDEI = \frac{dI_{coll}}{dV_{RPA}} \quad (3.20)$$

Une interpolation de type « cubic Spline » qui permet d'éviter le « phénomène de Runge », (comme dans le cas d'une interpolation polynomiale) est effectuée sur les profils de courant (I_{coll}) pour les besoins de la dérivée.

Les profils obtenus lissés sont présentés dans la figure 3.13. Plusieurs informations sont extraites : l'énergie totale la plus probable des ions (correspond au maximum de la courbe) et

l'étalement de la zone d'ionisation (largeur de la distribution).

On remarque que :

- L'énergie la plus probable des ions change peu avec l'argon passant de 178 eV pour la décharge Xe à 175 eV pour un débit de 6 sccm d'argon soit un écart de 3 eV qui entre dans la marge d'erreur du système de mesure.
- La largeur des profils de FDEI augmente lorsque le débit d'argon augmente. Cet élargissement est notable vers les basses énergies : ce qui dénote une présence accentuée d'ions de basse énergie dans le cas des décharges Xe-Ar à fort pourcentage d'argon. Sachant que l'analyseur mesure le rapport énergie/charge, nous ne pouvons pas statuer sur la nature de ces ions : une présence accrue d'ions multichargés, une présence d'ions de Xe de faible énergie, un potentiel de création faible des ions d'argon ou encore une modification du potentiel plasma.

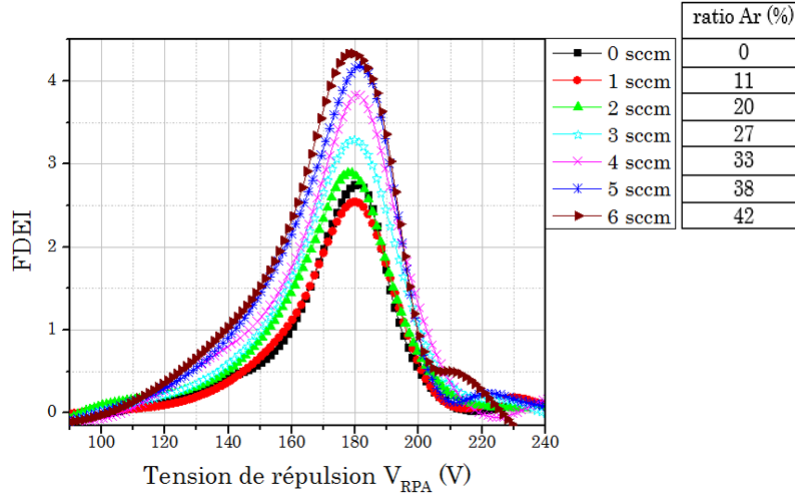


FIGURE 3.13 – Fonction de distribution en énergie des ions (FDEI) pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 6 sccm] dans un régime «fluctuations» RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI

Pour la décharge en xénon pur, des mesures de LIF ont permis de mettre en évidence la présence d'ions de Xe II lents issus des échanges de charge entre les ions rapides éjectés du canal et les atomes présents dans la zone environnante du plan de sortie du canal. Ils peuvent aussi provenir de l'ionisation d'atomes par collision électronique dans la zone de sortie du canal. Ces ions lents produits ne voient qu'une fraction de la chute de potentiel plasma et sont donc moins énergétiques que les ions créés dans le canal.

Les neutres lents impliqués dans ces processus proviennent d'une part d'atomes non ionisés sortant du canal, et d'autre part du reflux d'atomes dû à la pression (§2.3.1).

La probabilité d'ionisation des atomes d'argon est inférieure à celle du xénon, leur énergie d'ionisation étant plus élevée et leur temps de traversée de la zone d'ionisation étant plus faible. Le flux de neutres sortant du canal est donc plus important dans le cas de la décharge Xe-Ar, ce qui augmenterait la probabilité d'échange de charge. Ces échanges de charge pourraient expliquer la recrudescence de la présence des ions lents dans les décharges Xe-Ar. Les collisions ions-parois des céramiques constituent également une source de neutres qui seront à

leur tour ionisés mais en aval de la zone d'ionisation donc seront moins énergétiques. L'origine principale de ces ions de basse énergie dans les décharges Xe-Ar reste à déterminer. Nous y reviendrons dans la suite.

Condition 2 : Régime « calme »

Pour ce point de fonctionnement, la tension de décharge est égale 200 V, le débit de xénon est fixé à 7,7 sccm et le débit d'argon varie de 0 à 8 sccm soit de 0 à 50% d'argon dans le mélange. Sur la figure 3.14 est présentée l'allure du courant de décharge associée à ce régime de fonctionnement. L'évolution du courant total d'ions pour un potentiel de répulsion allant de 60 V à 230 V est quant à elle illustrée en figure 3.15.

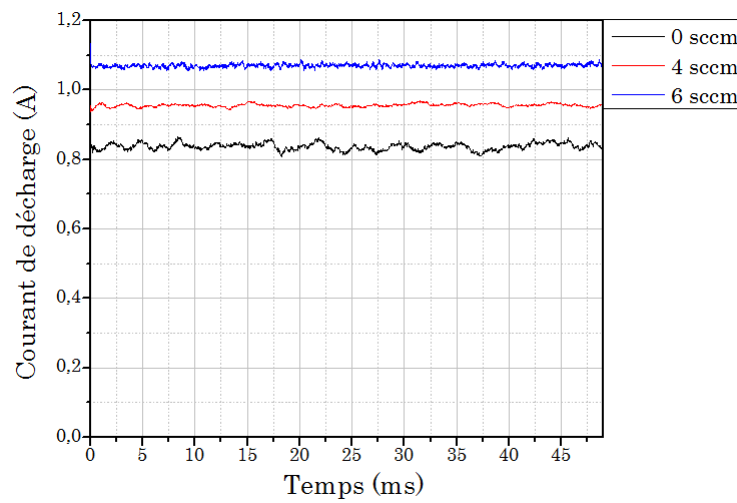


FIGURE 3.14 – Comportement dynamique du courant de décharge pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$U_d=220$ V, $D_{Xe}=8,2$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 6 sccm] dans un régime de type « calme » - PPI

En passant d'un plasma de xénon à un plasma de mélange avec 11,5% d'argon du volume total, on note une augmentation du courant ionique total (I_{coll}) de 14% supérieure à celle du courant de décharge de 3%. Ce comportement diffère qualitativement de celui observé dans le régime d'oscillation où I_{coll} diminue.

On observe ensuite une évolution linéaire en fonction du débit d'argon. Avec 51% de flux d'argon dans le mélange, on obtient 45% de courant d'ions total en plus. Le taux d'ionisation se rapproche de celui d'une décharge en xénon pur tout comme pour les autres régimes de fonctionnement.

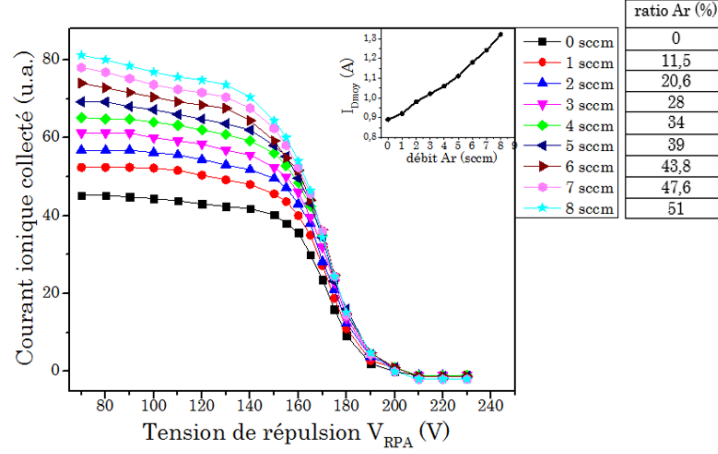


FIGURE 3.15 – Evolution du courant d'ions en fonction du potentiel de répulsion pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm] dans un régime « calme » RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI

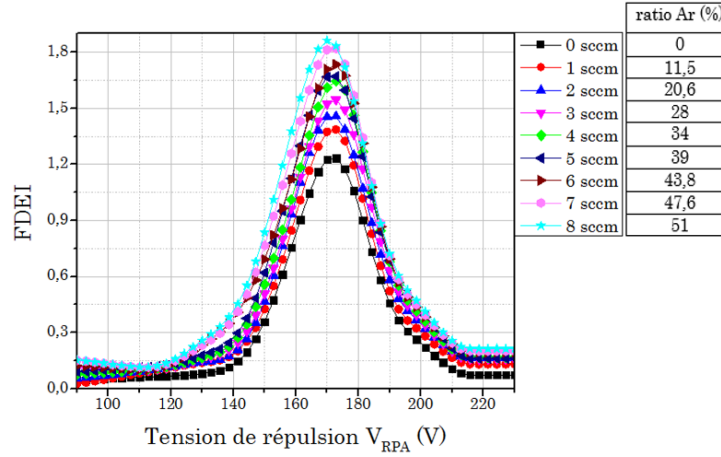


FIGURE 3.16 – Fonction de distribution en énergie des ions (FDEI) pour plusieurs débits d'argon dans les décharges Xe-Ar [$U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm] dans un régime « calme » RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI

La figure 3.16 présente l'évolution de la FDEI en fonction de différents débits d'argon pour un régime de décharge « calme ». L'énergie la plus probable des ions est quasi-constante à 172 eV pour toutes les conditions de décharge sauf pour la condition avec 51% d'argon dans le mélange où elle vaut 170 eV. Cette diminution trop faible entre dans la marge d'erreur de mesures ce qui veut dire que le potentiel plasma dans la zone d'ionisation ne change pas et que la position de la zone d'ionisation reste sans doute inchangée.

On note également, comme pour le régime de décharge « oscillation », un élargissement asymétrique des profils lorsque la proportion d'argon augmente plus important du côté des basses énergies. La présence des ions de basses énergies est accrue, certainement due aux mêmes

hypothèses évoquées pour le régime oscillant.

Evolution de la largeur à mi-hauteur des FDEI pour les 2 conditions

La largeur à mi-hauteur des FDEI rend compte de l'étalement de la zone d'ionisation (la longueur de la zone d'ionisation). En effet l'une des problématiques dans les PEH est la superposition des zones d'ionisation et d'accélération. De ce fait la largeur de la distribution énergétique des ions est à l'image de la superposition de ces deux zones. Si l'ionisation de l'ensemble des atomes se fait au même endroit c'est à dire dans une zone de longueur restreinte, tous les ions auront la même énergie et seront accélérés dans la même direction (meilleure focalisation du jet).

L'évolution de la largeur de la distribution énergétique pour les deux régimes de fonctionnement étudiés est présentée en figure 3.17. La distribution énergétique est déterminée à partir de la largeur à mi-hauteur des FDEI diminuée de l'élargissement dû au RPA soit 20 eV pour les énergies concernées [41].

Elle montre une tendance à l'élargissement de la zone d'ionisation en fonction du débit d'argon. Les évolutions présentent des tendances similaires pour les différents régimes de fonctionnement. Cependant la distribution est plus élargie dans le régime « oscillation », ce qui entraîne une réduction du rendement moteur.

L'élargissement de la distribution lorsque le débit d'argon augmente, suggère que les ionisations des atomes d'argon et de xénon se font à des endroits différents du canal de décharge.

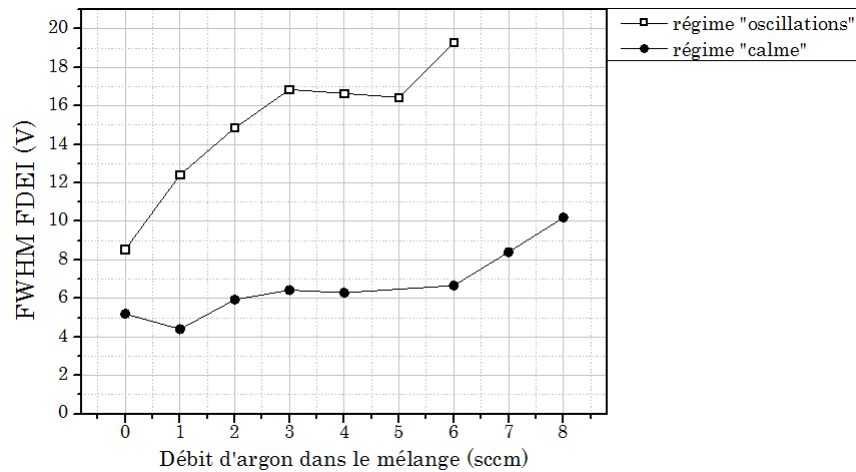


FIGURE 3.17 – Evolution de la largeur à mi-hauteur (FWHM) des FDEI pour les deux modes de fonctionnement du moteur (« oscillations » et « calme ») - PPI

Conclusion sur les deux régimes

Nous avons vu que le comportement de la décharge lors du basculement d'une décharge Xe à une décharge Xe-Ar est différent suivant le régime de fonctionnement : diminution du

courant pour les régimes « d'oscillations » et de « fluctuation » et augmentation pour le régime « calme » pour 11% d'argon. Le potentiel de création le plus probable des ions change très peu en fonction du débit d'argon pour tous les régimes de fonctionnement. Deux raisons possibles à cela :

- Soit les ions Ar^+ et Xe^+ sont accélérés de la même manière
- Soit les ions Ar^+ ne sont pas suffisamment présents dans la plume pour influencer sur l'énergie moyenne des ions.

Avec 50% d'argon dans le mélange, la quantité d'ions présents sur l'axe est multipliée par 2. Il existe plusieurs possibilités pour expliquer ce phénomène :

- une ionisation de l'argon aussi efficace que celui du xénon dans le PPI : dans ce cas le taux d'ionisation de l'argon serait de 0,8 mais ceci est peu probable
- une ionisation complète du xénon et une efficacité d'ionisation de l'argon plus faible
- Un faible renforcement de l'ionisation du xénon et une ionisation moyenne de l'argon contribuant tous deux à l'augmentation du flux d'ions
- Ou encore une modification de la répartition spatiale des ions c'est-à-dire que le jet d'ions serait moins divergent en présence d'atomes d'argon.

A ce stade nous ne pouvons conclure sur ces explications possibles car les données RPA intègrent la contribution de tous les ions. La détermination de la part relative des différentes contributions ioniques et des mesures de divergence nous permettront de valider ou non les différentes hypothèses.

La distribution en énergie est significativement moins élargie dans le cas d'un régime de fonctionnement de type « calme ». Dans ce régime la zone d'ionisation est plus restreinte. Des effets d'élargissement liés à des fluctuations d'énergie moyenne dans un régime oscillant ont été rapportés et peuvent contribuer à cet effet [76].

En conclusion le fonctionnement de la décharge dans un régime de fonctionnement de type « calme » donne de meilleurs résultats pour les décharges Xe-Ar. Pour la suite, en vue de l'optimisation de la source, uniquement ce régime sera étudié.

3.1.7 L'influence de l'apport d'argon sur la divergence du faisceau d'ions

La directionnalité du faisceau d'ions éjecté du moteur est un facteur important de l'efficacité de poussée du moteur. Si tous les ions sont accélérés dans la même direction axiale, la force de poussée est naturellement plus importante [71][83]. L'objectif de la présente étude est donc d'évaluer l'influence des ions Ar^+ sur la divergence du jet d'ions.

Le RPA monté sur un bras rotatif, permet la mesure de la distribution angulaire des ions. Les dimensions réduites du caisson du « GREMI » limite l'angle d'observation à $\pm 35^\circ$ par rapport à l'axe du propulseur. Les mesures donnent une idée réaliste de la divergence du faisceau mais ne permet pas de définir le taux d'ionisation.

Le système de rotation est conçu de telle sorte que les grilles du RPA soient toujours perpendiculaires à la droite de visée passant par le centre de la face avant du moteur. Le bloc RPA est à une distance de 30 cm du plan de sortie quel que soit l'angle d'observation. Sur la figure 3.18 est présentée la géométrie de cette configuration angulaire du RPA.

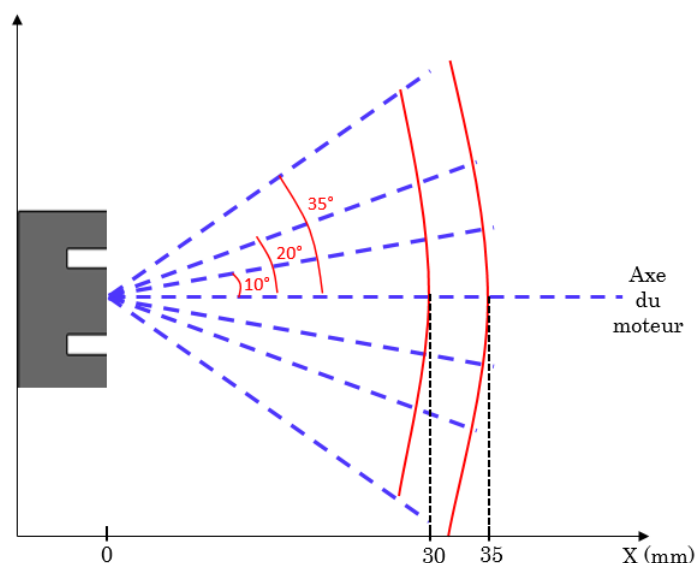


FIGURE 3.18 – Spectre angulaire des mesures du courant ionique à l'aide du RPA

Effet de l'apport d'argon

Comme dans les études précédentes, la distribution angulaire du courant d'ions a été mesurée pour les décharges Xe-Ar avec un débit de Xe fixe et un débit d'argon allant de 1 à 4 sccm.

Afin de comparer des résultats obtenus pour les 2 moteurs étudiés (PPI et PPI-Mag), la condition de décharge est choisie pour une tension de décharge égale à 200 V et un débit de Xe de 7,7 sccm, condition qui respecte les domaines de fonctionnement des 2 moteurs. Les résultats obtenus sur le PPI avec un régime de décharge de type « calme » sont présentés ci-dessous. Les profils présentés en figure 3.19 sont normalisés pour mettre en évidence l'influence de l'addition de l'argon sur la divergence de la plume du moteur. On observe que la divergence du jet est légèrement plus importante lorsque le flux d'argon augmente, ce qui est défavorable du point de vue de la propulsion. Ce résultat peut provenir d'une modification du positionnement de la zone d'ionisation moyenne dans le canal. En effet, lorsque la zone d'ionisation s'éloigne de l'anode, les ions créés ont tendance à plus diverger car l'influence de la lentille magnétique est réduite. La divergence du jet augmente quand le flux d'argon augmente, cela suggère que ce sont des ions Ar^+ qui sont à l'origine de cette ouverture du jet.

Effet de la pression sur la divergence

Dans les manipulations précédentes, le débit total du gaz augmente lorsqu'on passe de la décharge Xe aux décharges Xe-Ar, et en conséquence la pression dans le caisson aussi. Donc il faut tenir compte de l'effet de la pression du caisson sur la divergence du faisceau.

Plusieurs études [84] [85] [86] ont montré des résultats contradictoires sur l'influence de la pression. En effet, lorsque la pression résiduelle accroît, le reflux de neutres vers le canal augmente aussi. Les collisions d'échanges de charges entre les ions rapides sortant du canal et les neutres présents en dehors du canal sont donc favorisées. Ces collisions créent des ions lents

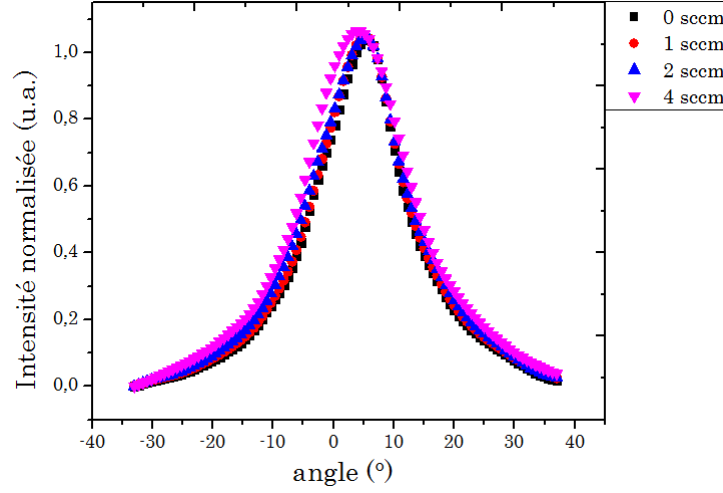


FIGURE 3.19 – Effet de l'addition du flux d'argon sur la divergence de la plume dans les décharges Xe-Ar [Ud=200 V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 4 sccm] RPA à 30 cm, $V_{RPA} = 70$ V - PPI

qui ne subissent pas ou très peu le champ accélérateur, en conséquence la divergence globale du faisceau peut augmenter [87].

A contrario, d'autres études ont évalué un confinement du faisceau d'ions (diminution de la divergence) par la pression dû à une modification du potentiel plasma au voisinage du plan de sortie, lié à une déformation de la lentille électromagnétique [86] [88].

Cependant, pour toutes ces études, ces effets de la pression sur la divergence sont observés aux grands angles $\theta > 40^\circ$ alors que dans notre cas la modification du jet est mise en évidence à des angles inférieurs à partir de 15° dans certaines conditions.

Dans cette partie, nous avons fait varier la proportion d'argon dans la décharge dans le but de maintenir la pression résiduelle constante et égale à $3,8 \cdot 10^{-5}$ mbar. Ceci pour s'assurer que l'interprétation de l'évolution de la divergence ne soit erronée à cause de ces effets de pression. A basse pression, les gaz peuvent être considérés comme étant parfaits. Alors, la vitesse de pompage des gaz est établie par la loi des gaz parfaits.

$$PV = nRT \quad (3.21)$$

Avec n : nombre de moles et R : constante des gaz parfaits ($8,3144621 J.K^{-1}.mol^{-1}$) Pour les pressions en deçà de 10^{-3} mbar (c'est à dire en vide secondaire) comme dans notre cas, l'équation 3.21 peut s'écrire sous un régime moléculaire :

$$PV = Nk_B T \quad (3.22)$$

Avec N : nombre de molécules par unité de volume,

k_B : constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23} J.K^{-1}$)

La pression totale (P_T) est la somme des pressions partielles P_i (ici P_{Ar} et P_{Xe}) en négligeant les autres particules dues à la désorption des parois du caisson.

$$P_T = \sum_i P_i \quad (3.23)$$

Ainsi, la vitesse de pompage des atomes $V_{pompage}$ s'écrit :

$$V_{pompage}(cm^{-3}/s) = \frac{R \cdot T(K)}{P(pa)} \cdot \frac{10^{-3} \cdot \dot{m}_{gaz}(mg/s)}{M_{atm}(g/mol)} \quad (3.24)$$

Ce qui veut dire que pour un même débit massique de xénon et d'argon, la vitesse de pompage des atomes d'argon sera plus efficace que celle du xénon due à sa masse plus faible. Cette meilleure vitesse de pompage de l'argon permet d'injecter un flux d'argon important tout en conservant la même pression résiduelle.

Les profils sont normalisés et illustrés en figure 3.20. On note une diminution du courant de décharge moyen de 33% entre la décharge en Xe et la décharge à 80% d'argon.

Le faisceau d'ions de la décharge Xe-Ar avec la proportion d'argon la plus élevée soit 80% est plus divergent, donc les ions Ar^+ ont bien tendance à diverger plus que les ions Xe^+ . Ce résultat va dans le sens des interprétations faites auparavant.

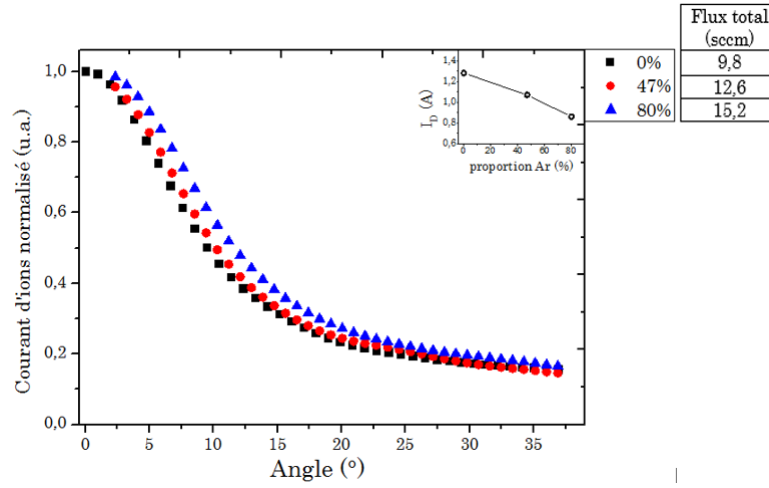


FIGURE 3.20 – Divergence de la plume en fonction de différentes proportions d'argon pour une pression résiduelle constante ($3,8 \cdot 10^{-5}$ mbar) RPA à 30 cm, $V_{RPA} = 70$ V - PPI

Evolution à courant constant

Le courant de décharge est maintenu constant à 1,09 A avec différents rapports de débits de gaz. Les comportements des décharges Xe-Ar présentent des évolutions différentes selon la proportion d'argon dans le mélange.

Plusieurs observations peuvent être faites :

Du point de vue de la production d'ions (cf. figure 3.21)

1. Avec 42% d'argon, le courant d'ions mesuré (symbole ●/rouge) est supérieur à celui mesuré pour le plasma de Xe (symbole ■/noir) quel que soit l'angle d'observation. Or nous savons que le courant ionique mesuré aux grands angles ramené à la densité ionique réelle (proportionnelle à $\sin \theta$) représente une partie importante du courant d'ions total. Cette augmentation du flux d'ions à courant I_d constant traduit une diminution

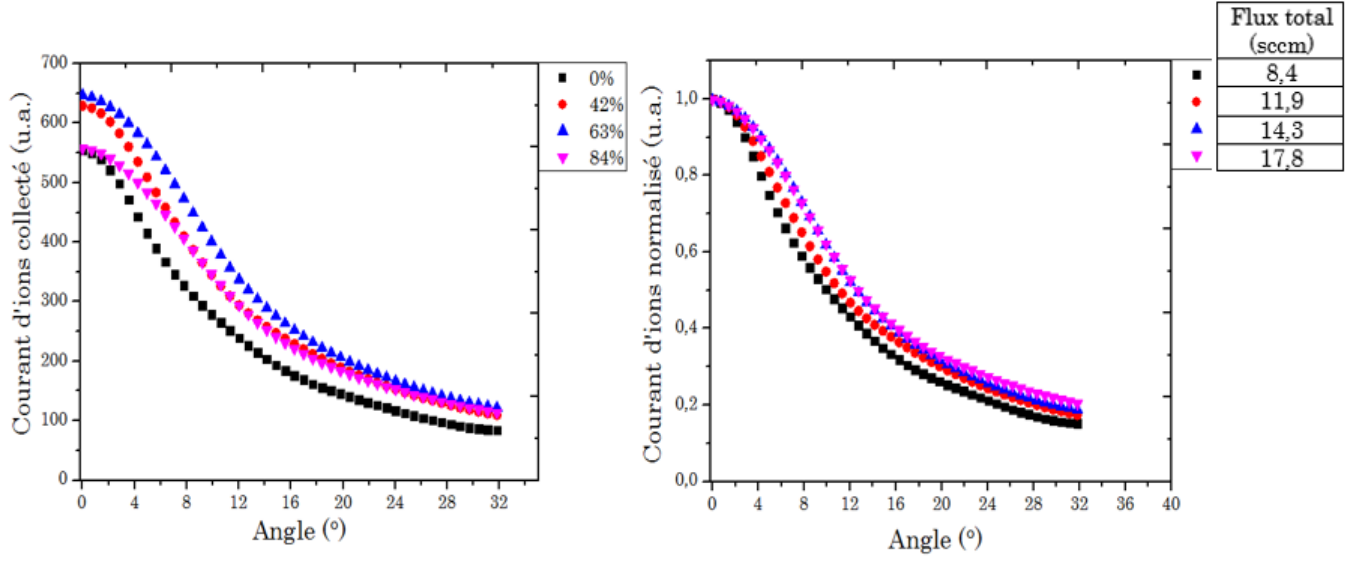


FIGURE 3.21 – Evolution du courant d’ions collectés pour différentes proportions d’argon pour un courant de décharge constant à 1,09 A et $U_d = 200$ V. RPA à 30 cm, $V_{RPA} = 70$ V - PPI

du courant d’électrons I_e donc une amélioration de l’efficacité (I_i/I_d) du moteur. Mais le flux total de gaz augmente plus que le flux d’ions donc l’efficacité d’ionisation doit décroître.

2. Pour les conditions étudiées, le maximum d’ions créés est obtenu pour un ratio de 63% (symbole \blacktriangle /bleu) d’argon dans le mélange. Pour le même courant de décharge, le courant d’ions est plus élevé à tous les angles induisant une meilleure efficacité d’ionisation.
3. Enfin, avec une proportion d’argon de 84% (symbole \blacktriangledown /rose), le flux total d’ions mesuré décroît et est inférieure au flux mesuré pour les autres conditions sur toute l’ouverture angulaire. Alors la contribution du courant d’électrons redevient importante et l’efficacité du moteur (I_i/I_d) chute.

En conclusion, il existe un point optimal de rapport de flux dans les décharges Xe-Ar pour lequel on obtient une production d’ions maximale et ce point optimal est obtenu dans la limite des conditions étudiées pour un ratio de 42 à 63% d’argon dans le mélange.

Du point de vue de la divergence (cf. figure 3.21) :

Les profils normalisés montrent une divergence plus importante pour les plasmas Xe-Ar. Plus le flux d’argon est important, plus la divergence de la plume est accentuée soit une distribution angulaire plus élargie dans la décharge comportant 84% d’argon.

Normalisation par la densité atomique

Cependant, l'obtention d'un courant de décharge constant avec différents ratios Xe/Ar implique subséquemment une variation de la densité atomique du fait de la différence de masse et d'énergie d'ionisation des deux gaz. Le flux total de gaz augmente d'autant que la proportion d'argon est élevée. Il faut donc tenir compte de l'amélioration de l'ionisation (fréquence d'ionisation) résultant de l'augmentation de la densité atomique ($\nu_{ion} = n_0 < \sigma_i v_e >$). L'évolution du courant d'ions normalisé au flux total de gaz est présentée sur la figure 3.22. Ces courbes montrent clairement une meilleure ionisation du xénon et concernant les décharges Xe-Ar, le maximum de courant ionique collecté est obtenu pour la condition avec 42% d'argon. En conséquence les résultats obtenus en §3-1-6 sont à relativiser par rapport la densité atomique.

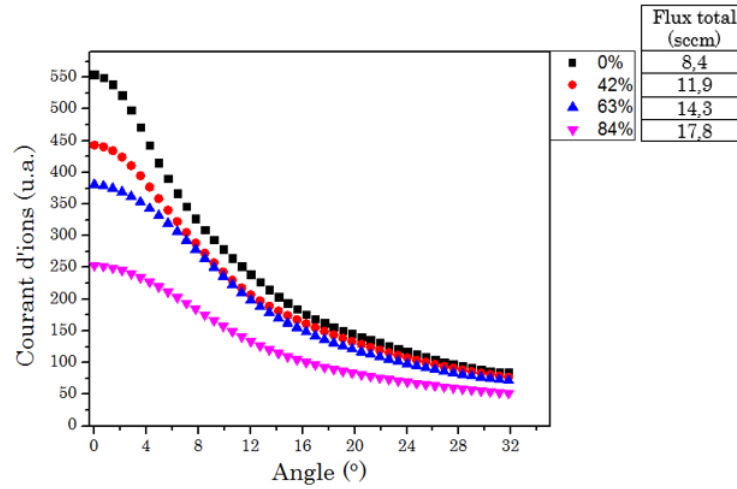


FIGURE 3.22 – Evolution du courant d'ions normalisé par le flux total pour différentes proportions d'argon pour un courant de décharge constant à 1,09 A et $U_d=200$ V. RPA à 30 cm, $V_{RPA} = 70$ V - PPI

3.2 L'étude du PPI-Mag avec une configuration magnétique « B élargi »

3.2.1 Evolution des paramètres électriques de la décharge : courant de décharge moyen, courant d'ions moyen, régime de fonctionnement

Dans le cadre d'une collaboration avec le laboratoire « ICARE », nous avons mené une étude similaire sur un Propulseur à effet Hall, le PPI-Mag qui a une structure géométrique et une topographie magnétique améliorée par rapport au PPI. Sa spécificité est un canal de section deux fois plus grande que celle du PPI et de deux jeux d'aimants offrant une configuration magnétique variable (standard et élargie). La configuration magnétique dite « élargie » déduite des lois d'échelles est conçue pour améliorer le fonctionnement en Krypton [89]. La densité de flux d'atomes (D_{at}) est inversement proportionnelle à la section du canal comme explicité dans la relation suivante :

$$D_{at} = \frac{m_{at}}{M_{at} \cdot S_{canal}} [S^{-1} \cdot cm^{-2}] \quad (3.25)$$

La densité atomique dans le canal de décharge peut ainsi être approximée par la relation :

$$n_0 = \frac{D_{at}}{V_N} \quad (3.26)$$

Les débits de gaz (Ar et Xe) utilisés étant similaires aux deux moteurs (le PPI (S_{PPI}) et le PPI-Mag ($2S_{PPI}$)), on obtient alors :

$$n_{0PPI} \approx 2 * n_{0PPI-Mag} \quad (3.27)$$

Avec n_0 : densité atomique à froid du canal

Le PPI-Mag est installé dans le caisson à vide du GREMI avec le même système de pompage que pour le PPI. La pression résiduelle varie entre 5.10^{-5} à 10^{-4} mbar.

L'architecture de l'exposé sur le PPI-Mag suivra celle de l'étude du PPI faite dans les sections précédentes.

La décharge est initialement amorcée en Xe, et le flux d'argon y est progressivement ajouté. La puissance nominale du PPI-Mag est de 200 W limitant ainsi le volume de gaz injecté. Le choix du point de fonctionnement imposé par cette limitation en puissance est le suivant : Une tension de décharge de 200 V, un débit de xénon fixe égal à 7,7 sccm et un débit d'argon variable allant de 1 à 8 sccm.

L'évolution du courant de décharge Xe-Ar par rapport à celui de la décharge Xe présentée sur la figure 3.23 est un premier indicateur sur l'ionisation du flux d'argon. Ce courant de décharge est une combinaison du courant d'ions et du courant d'électrons qui sont difficiles à déterminer. Les mesures faites avec le même RPA placé sur l'axe à 70 cm du moteur, permettront de comparer les flux d'ions dans les deux moteurs sous l'hypothèse d'une divergence de la plume non modifiée.

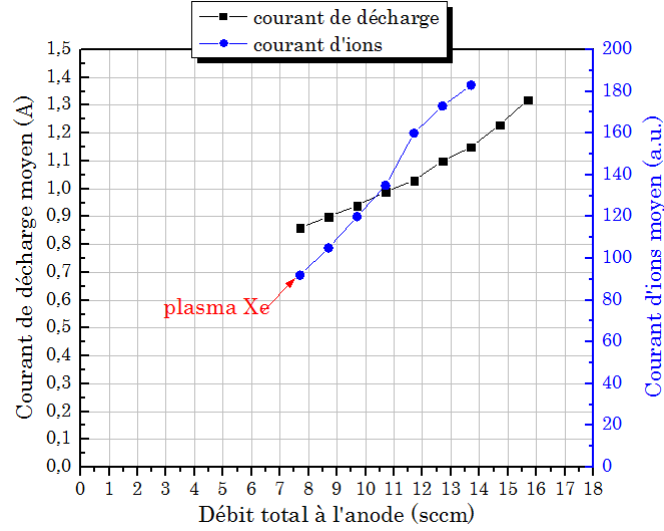


FIGURE 3.23 – Evolution du courant de décharge moyen et du courant d'ions moyen sur l'axe en fonction du débit total à l'anode pour les décharges Xe-Ar [$U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm] - PPI-Mag

La variation du flux d'atomes peut être traduite en variation du courant d'ions dans le cas idéal où la totalité du gaz injecté à l'anode est ionisé. La comparaison de la variation de ces différents paramètres à savoir le flux d'atomes, le courant de décharge moyen et le courant d'ions moyen mesuré sur l'axe en réponse à l'augmentation du flux d'argon est présentée sur la figure 3.24. La même formule que pour l'étude PPI est utilisée (§3.1.2).

Le courant de décharge moyen ainsi que le courant d'ions moyen augmente linéairement mais différemment lorsque le flux d'argon augmente. L'augmentation du courant d'ions est plus importante que celle du courant de décharge et du flux d'atomes. On remarque alors que :

1. La contribution du courant d'électrons diminue au fur à mesure que le flux d'argon augmente induisant un meilleur fonctionnement du moteur.
2. L'augmentation du courant d'ions est plus grande que celle que donnerait une ionisation complète du flux d'argon. L'ionisation simple de l'argon injecté ne peut donc pas expliquer cette observation. Le courant d'électrons augmente moins fortement, ce qui permet d'écarter la possibilité d'une présence accrue des ions multichargés.

En conclusion cette augmentation provient du renforcement de l'ionisation simple du xénon, et/ou d'une ionisation plus efficace de l'argon c'est-à-dire meilleure que celle du xénon (peu probable), et/ou d'une meilleure focalisation du faisceau lorsque le débit d'argon augmente.

Prenons le cas d'un débit d'argon de 6 sccm soit une contribution de 44% d'argon dans le mélange Xe-Ar, on obtient une augmentation de 50% du courant d'ions sur l'axe et de seulement 25% du courant de décharge. Ces observations sont quasi-identiques quelque soit la densité atomique dans le plasma Xe-Ar.

A ce stade, les conclusions montrent que l'efficacité d'ionisation peut être améliorée en ajoutant un débit d'argon à une décharge de xénon.

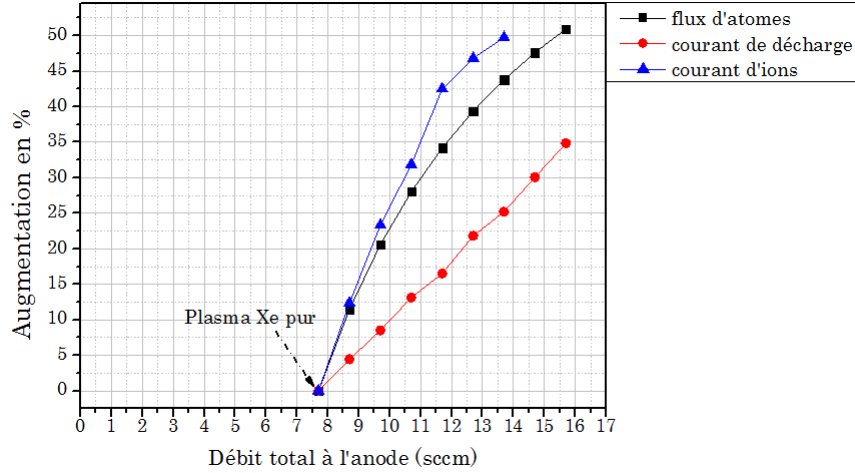


FIGURE 3.24 – Evolution des variations du flux d'atomes, du courant de décharge, et du courant d'ions mesuré sur l'axe ($V_{RPA} = 50$ V), avec comme point de départ le plasma Xe, pour différents débits d'argon dans la décharge Xe-Ar - PPI-Mag

Régimes de fonctionnement

La dynamique du courant de décharge montre des oscillations spécifiant un régime de fonctionnement de type « pulsé » à « oscillations » du PPI-Mag dans le caisson du « GREMI » comme représentée en figure 3.25.

La densité spectrale du courant de décharge présentée sur la figure 3.26, a une allure globale analogue à celle d'un système linéaire de second ordre. Le signal du courant lui-même met clairement en évidence des oscillations, voire des impulsions de courant aux fréquences caractéristiques déjà vues sur le PPI.

Pour la décharge Xe ainsi que pour les décharges Xe-Ar fonctionnant avec un débit d'argon inférieur à 5 sccm, la fréquence de résonance du système, autrement dit la fréquence d'oscillation, se maintient à 20 kHz avant d'évoluer et d'atteindre 25 kHz pour 6 sccm d'argon et plus. La fréquence d'oscillations qui augmente en fonction du débit d'argon est un comportement connu pour les décharges Xe dans les propulseurs à effet Hall et qui s'explique par le phénomène proie- prédateur défini entre autres par le temps de remplissage du canal de décharge.

On observe également que le régime de décharge de type « oscillations » obtenu pour la décharge Xe tend vers un régime de type « pulsée » pour les décharges Xe-Ar avec des temps de zéro de courant qui augmentent avec le débit d'argon. Le niveau des oscillations est défini par le rapport de la composante alternative (amplitude des fluctuations) sur la composante continue du courant de décharge.

La figure 3.27 montre une évolution croissante du niveau d'oscillation en fonction du débit d'argon avec un plateau entre 3 et 6 sccm d'argon dans le mélange. Ce comportement diffère

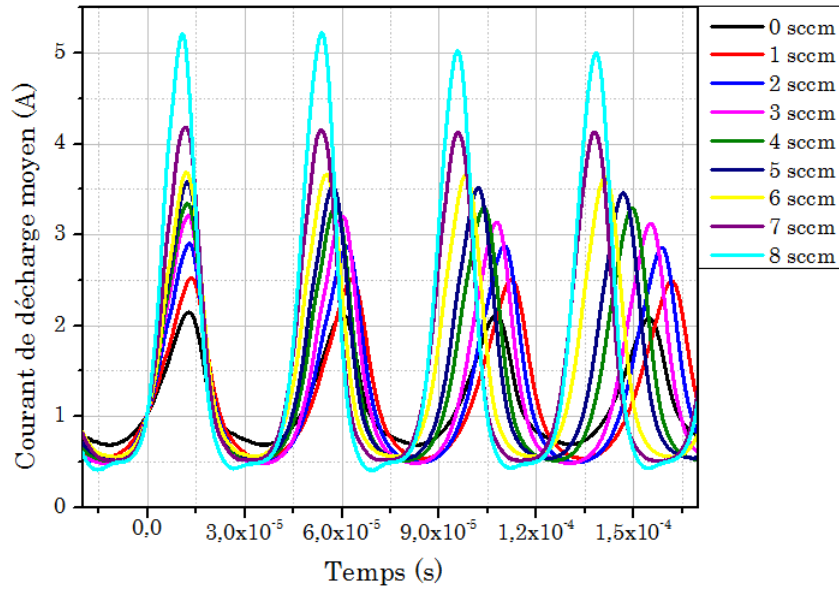


FIGURE 3.25 – Evolution de la dynamique du courant de décharge pour différents flux d'argon dans la décharge Xe-Ar [$U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm] - PPI-Mag

de celui du PPI et pourrait être lié à une ionisation de l'argon plus efficace dans le PPI-Mag. Le changement de la largeur du canal conduit une modification du rapport volume plasma sur surface céramique. En conséquence, augmenter la largeur du canal revient à augmenter le rapport volume plasma / surface et donc à diminuer les interactions plasma parois et ainsi limiter les pertes aux parois. Ce dernier point peut être à l'origine de l'évolution du régime de décharge dans le PPI-Mag. Les études menées par l'équipe de S. Mazouffre sur l'influence de la largeur du canal du moteur ont montré une amélioration significative des performances [53],[90].

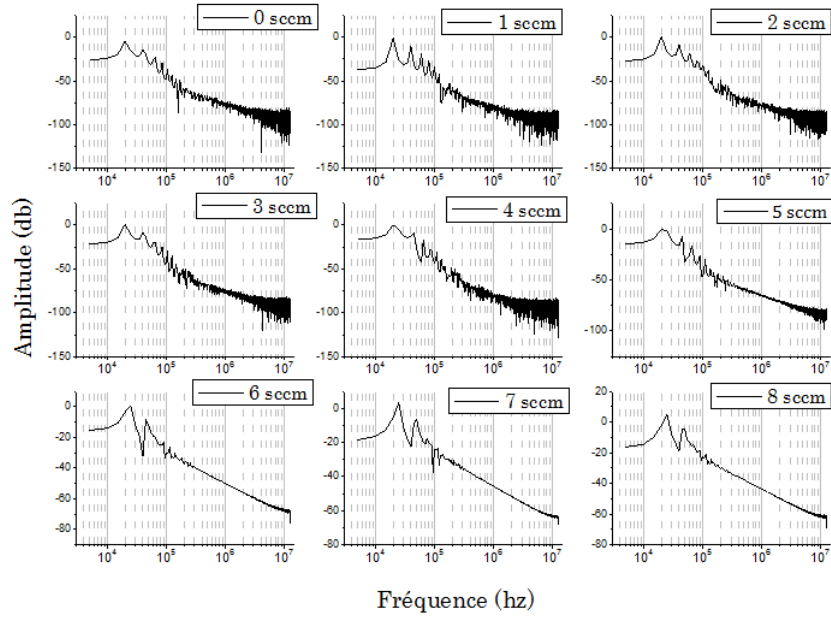


FIGURE 3.26 – Evolution de la densité spectrale du courant de décharge pour différents flux d'argon dans la décharge Xe-Ar [$U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm] - PPI-Mag

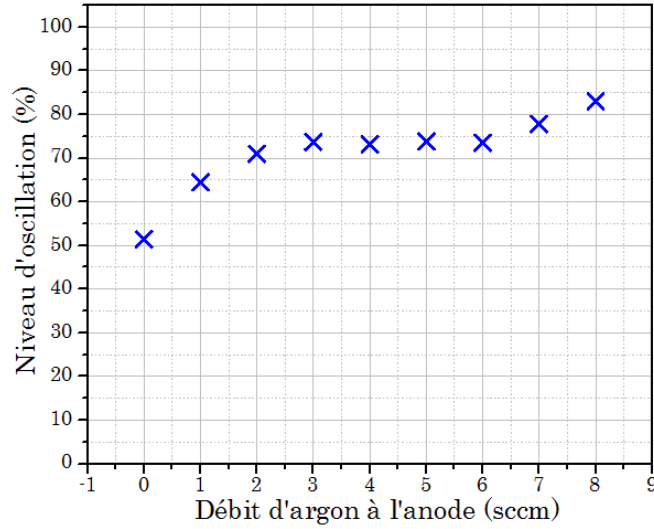


FIGURE 3.27 – Evolution du niveau d'oscillation n_{osc} du courant de décharge pour différents flux d'argon dans la décharge Xe-Ar [$U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm] - PPI-Mag

Ce type de régime dite « d'oscillation » sollicite énormément la cathode avec des forts appels de courant notamment au moment des bouffées d'oscillations. Ainsi il est nécessaire de contrôler son bon fonctionnement durant le temps de tirs. Pour ce faire l'évolution de l'allure du potentiel de cathode présentée en figure 3.28 est analysée. Elle montre un comportement quasi stationnaire de la cathode pour toutes les conditions étudiées. Le potentiel moyen est un peu modifié par les appels transitoires de courant d'électrons de la cathode qui dépendent du niveau d'oscillations (neutralisation du jet).

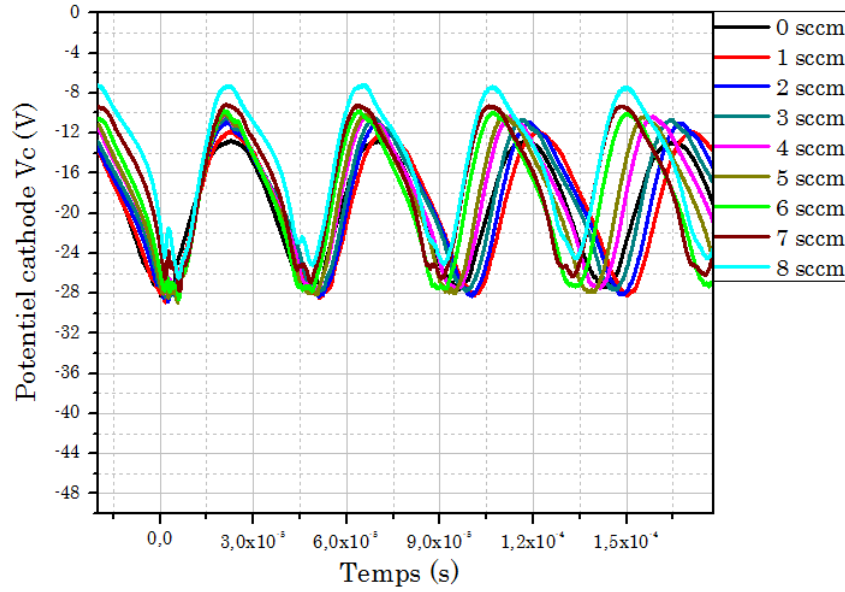


FIGURE 3.28 – Evolution du potentiel de cathode pour différents flux d'argon dans la décharge Xe-Ar [$U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} = 0$ à 8 sccm] - PPI-Mag

3.2.2 Analyse du jet d'ions

L'analyse du jet permet de déterminer les caractéristiques physiques des ions (nature, énergie, distribution...). Nous avons vu dans la section précédente que le courant d'ions mesuré sur l'axe suggérait une efficacité d'ionisation de l'argon proche de celle du xénon. Ce résultat devra être vérifié sur toute l'ouverture du faisceau d'ions.

Evolution de la divergence du jet

Dans cet objectif, nous utilisons l'analyseur d'énergie (RPA) dans sa configuration angulaire. Les contraintes d'installation du PPI-Mag dans le caisson imposent une distance de 35 cm (30 cm pour le PPI) entre le plan de sortie du moteur et l'entrée du RPA. L'angle maximal d'observation (θ_{max}) est réduit à 30° de l'axe du moteur dans le cas du PPI-Mag. La distribution angulaire des ions est mesurée dans les mêmes conditions de décharge que pour les mesures sur l'axe ($U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0,4,6$ sccm, $V_{RPA}=50$ V). Les profils présentés en figure 3.29 sont normalisés pour mieux discerner les disparités sur les angles extrêmes.

Ils montrent une divergence du faisceau très peu modifiée par la présence des atomes d'argon dans ces conditions. L'augmentation du courant d'ions central n'est donc pas le résultat d'une modification géométrique de la plume du moteur ou encore d'une meilleure focalisation du jet dans les décharges Xe-Ar. La limitation angulaire des mesures ne permet pas toutefois de conclure définitivement sur la divergence des faisceaux, les grands angles pouvant contribuer de façon importante au flux d'ions total.

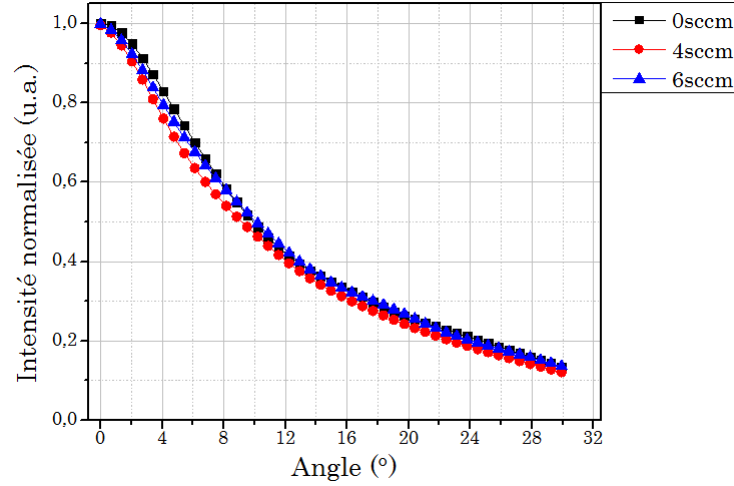


FIGURE 3.29 – Distribution angulaire des ions normalisée pour différents flux d'argon dans la décharge Xe-Ar avec $U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0, 4, 6$ sccm, $V_{RPA}=50$ V, RPA à 35 cm - PPI-Mag

Pour mieux appréhender l'influence de l'argon sur la divergence, l'étude d'un point de fonctionnement à 260 W, supérieure à la puissance nominale du PPI-Mag, a été nécessaire avec comme objectif l'obtention d'un haut ratio d'argon. Une décharge avec un débit d'argon à 16 sccm et un débit de xénon à 3,5 sccm a pu être initié dans le PPI-Mag pour une tension

de décharge de 200 V et pour un courant de décharge de 1,30 A. Le profil normalisé de la distribution angulaire des ions pour cette condition est comparé à celui d'une décharge Xe ($U_d=200$ V, $D_{Xe}=7.7$ sccm,

$$I_d$$

$=0,87A$, $V_{RPA}= 50$ V) sur la figure 3.30. Le jet d'ions du plasma avec le plus haut ratio d'argon présente une divergence plus faible, résultat qui s'oppose à celui obtenu sur le PPI où la divergence augmente avec l'apport d'argon.

Cette meilleure focalisation du jet indique un déplacement de la zone d'ionisation vers l'anode dans la décharge avec une proportion d'argon importante. Ainsi les ions peuvent être mieux focalisés axialement par la lentille magnétique qui existe dans le canal du moteur. La pression dans le caisson étant plus élevée dans le cas de la décharge Xe-Ar, la meilleure focalisation du jet peut être la conséquence d'un confinement du jet d'ions due à cette pression accrue, phénomène rapporté par ailleurs dans la littérature [85].

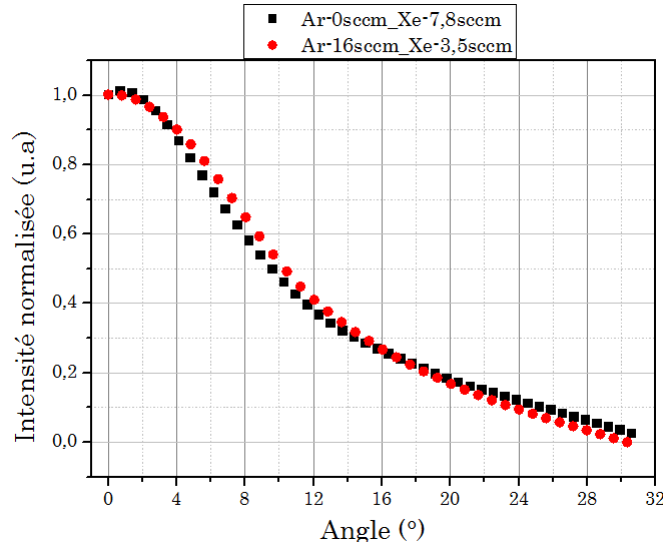


FIGURE 3.30 – Comparaison de la distribution angulaire des ions entre la décharge Xe ($D_{Xe}=7,8$ sccm) et une décharge Xe-Ar ($D_{Xe}=3,5$ sccm, $D_{Ar}=16$ sccm) pour une tension de décharge $U_d=200$ V, $V_{RPA}=50$ V, RPA à 35 cm - PPI-Mag

Influence de la tension de décharge sur la divergence

L'influence de la tension de décharge sur la répartition angulaire des ions est étudiée. La figure 3.31a montre l'évolution de la divergence pour une décharge en xénon pur (avec un débit fixe à 7,4 sccm) pour différentes tensions de décharge dans le PPI-Mag. Le courant de décharge change peu passant de 0.80 A à 0.81 A pour une tension de décharge respectivement de 180 V et de 250 V. En se limitant à ces valeurs de tension, la décharge reste dans un régime de fonctionnement normal (autour de 200 W) avec un taux d'ionisation élevé. On remarque que la plume du moteur est sensiblement moins divergente lorsque la tension de décharge est élevée. Une tension de décharge élevée conduit à la présence d'électrons plus énergétiques et au déplacement de la zone d'ionisation vers l'anode, ce qui permet une meilleure focalisation du jet d'ions.

La figure 3.31b présente les résultats pour une décharge Xe-Ar avec 6 sccm d'argon additionné au plasma de Xénon. La divergence est également réduite dans ce cas mais l'amélioration est moins importante certainement du fait que les décharges Xe-Ar divergent déjà moins à 180 V de tension de décharge.

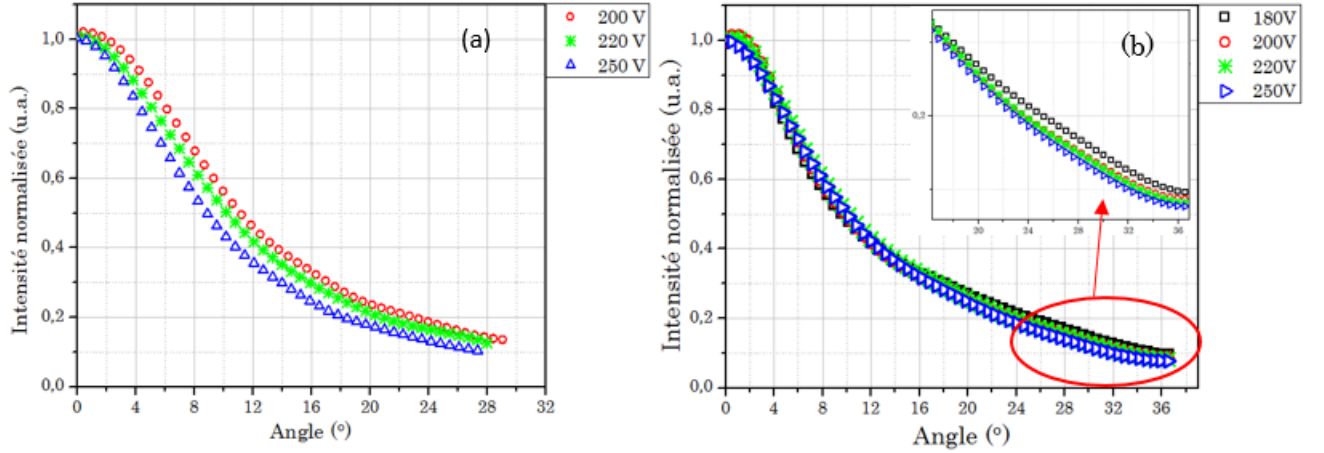


FIGURE 3.31 – Evolution de la divergence du faisceau en fonction de la tension de décharge pour une décharge Xe ($D_{Xe}=7,4$ sccm) (a) et une décharge Xe-Ar ($D_{Xe}=7,4$ sccm, $D_{Ar}=6$ sccm) (b) $V_{RPA}=50$ V, RPA à 35 cm - PPI-Mag

Evolution de la distribution énergétique

L'analyse en énergie du flux d'ions total collecté sur l'axe à 70 cm du plan de sortie a été effectuée pour les décharges Xe et Xe-Ar. La distribution énergétique des ions créés sans distinction de leur nature (Xe^{n+} et/ou Ar^{n+}) pour plusieurs débits d'argon est déterminée et présentée en figure 3.32.

La figure 3.33 montre une diminution du potentiel de création la plus probable des ions en fonction du débit d'argon. Cette diminution suggère que la zone d'ionisation se déplace vers la sortie quand la décharge Xe-Ar fonctionne avec un haut débit d'argon. L'énergie la plus probable des ions est égale à 174 eV dans le plasma Xe et vaut 164,5 eV pour le plasma Xe-Ar (avec un débit d'argon de 9 sccm) soit une réduction proche de 10 eV.

L'évolution de l'énergie des ions est le résultat de la position de la zone d'ionisation, mais les figures 3.28 montrent que le potentiel de cathode oscille de façon importante. Il en est de même du potentiel d'anode puisque la ddp anode-cathode reste fixe. Le caractère impulsionnel du courant d'anode, donc de l'ionisation, se renforce nettement avec le débit d'argon. La variation de l'énergie moyenne des ions peut être aussi une conséquence de ces phénomènes dynamiques.

La largeur de la fonction de distribution en énergie des ions donne une information sur l'étalement de la zone d'ionisation. En supposant une conservation de la carte des champs de potentiels, au vu du champ magnétique et de la tension de décharge constants, on peut assimiler l'évolution de la largeur à mi-hauteur des FDEI à l'évolution de l'étalement de la zone d'ionisation.

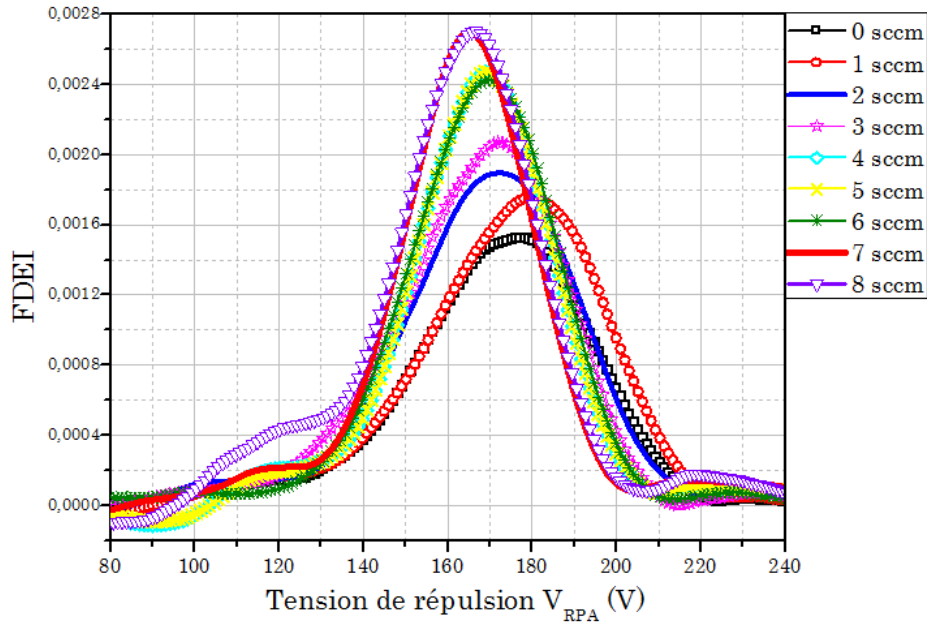


FIGURE 3.32 – : Les Fonctions de distribution en énergie des ions collectés (courant total) sur l'axe à 70 cm du plan de sortie pour différents flux d'argon dans la décharge Xe-Ar avec $U_d=200$ V, $D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=0$ à 8 sccm - PPI-Mag

L'élargissement provenant du RPA est supposée identique pour tous les ions quelle que soit leur nature, de l'ordre de 15 à 20 eV pour cette gamme d'énergie [41].

La largeur à mi-hauteur des FDEI données par le RPA doit être corrigée de cet élargissement due au RPA. C'est ce qui est fait sur la figure 3.34. L'étalement en potentiel de la zone d'ionisation diminue lorsque le débit d'argon augmente.

On voit que la largeur réelle de la distribution en énergie peut atteindre 15 électrons-Volts. Ceci montre que l'ionisation se fait dans une zone de faible chute de potentiel plasma. Ce qui signifie aussi que les zones d'ionisation et d'accélération sont bien séparées dans une décharge à fort flux d'argon, car le champ électrique devient important dans la zone d'accélération.

Une autre remarque serait que les atomes Xe et Ar s'ionisent au même endroit alors que leur libre parcours moyen est (vitesse de progression dans le canal) est différente, ce qui pourrait s'expliquer par l'élargissement de la configuration magnétique qui favorise le confinement des électrons plus proche de l'anode.

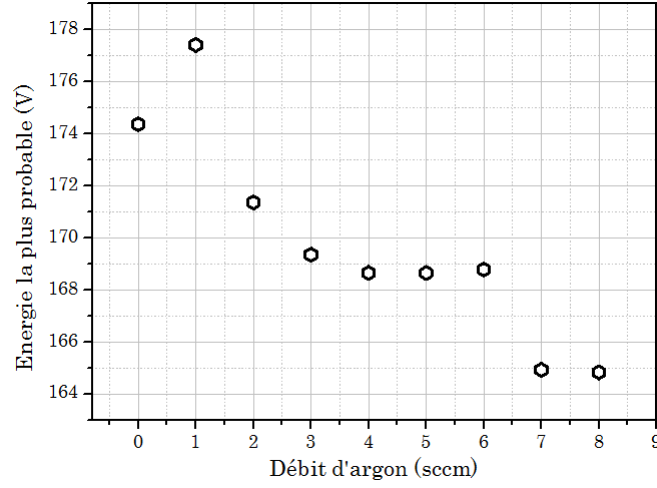


FIGURE 3.33 – Evolution de l'énergie la plus probable en fonction du flux d'argon dans la décharge Xe-Ar avec $U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} = 0$ à 8 sccm (PPI-Mag)

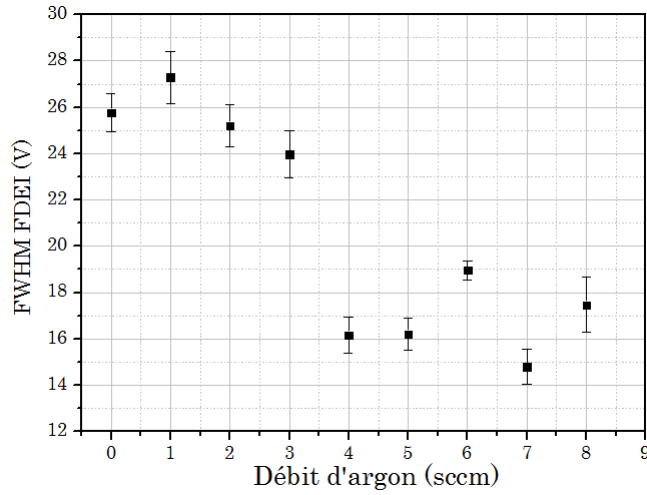


FIGURE 3.34 – Evolution de la largeur à mi-hauteur des FDEI en fonction du flux d'argon dans la décharge Xe-Ar avec $U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} = 0$ à 9 sccm - PPI-Mag

Etude à courant de décharge constant

Les données précédentes ont été obtenues en faisant varier le débit d'argon à débit de xénon fixe. Une autre étude a été menée en ajustant les flux des deux gaz de façon à maintenir un courant de décharge constant. Trois conditions expérimentales de décharge avec des ratios d'argon (0%, 48% et 81%) pour un courant de décharge constant et égal à 1,05 A ont été étudiées. Les courants d'ions totaux moyens sont mesurés suivant différents angles pour toutes les conditions et sont comparées sur la figure 3.35. Dans la limite des angles sondés (ici 28°), le courant d'ions collecté devient plus important quand le flux d'argon augmente. Ainsi l'ionisation du gaz dans la décharge avec 81% d'argon est plus efficace étant donné que la contribution du courant d'électrons est moindre pour une production d'ions plus élevée. Les expériences sur le PPI ont montré une évolution non monotone de la production d'ions en fonction du pourcentage d'argon dans le mélange avec un maximum pour une proportion d'argon compris entre 40% et 60%.

Les répartitions angulaires des ions dans le PPI-Mag montrent un comportement différent car le courant d'ions continue à augmenter même avec 81% d'argon dans le mélange. Ce résultat montre que l'ionisation de l'argon est très efficace dans le PPI-Mag.

L'augmentation de la densité électronique doit être également prise en compte car le flux total de gaz augmente avec le ratio d'argon. Le courant d'ions a été normalisé au flux total de gaz c'est-à-dire que le flux d'ions est ramené au flux total d'atomes ($I_{colltotal} / \phi_{total}$). Le résultat est présenté en figure 3.36. On observe une efficacité d'ionisation quasi similaire pour les décharges Xe et Xe-Ar avec 81% d'argon. Par contre la décharge avec un ratio de 48% d'argon a une efficacité d'ionisation moindre que les deux autres conditions.

La nature des ions contribuant au courant analyseur n'est pas connue. Mais si l'on tient compte du fait que l'ionisation du xénon est nettement plus probable que celle de l'argon dans un plasma donné (temps de résidence plus long, énergie d'ionisation plus faible) il est raisonnable de penser que le xénon est pratiquement complètement ionisé dans le mélange à 81% d'argon et que la contribution des ions Xe^+ y est supérieure à celle des ions argon dans ces conditions de mélange de gaz (6 sccm argon et xénon).

Une autre analyse de ces profils a été de les normaliser pour étudier leurs évolutions aux grands angles. Les profils normalisés par leur maximum sont présentés en figure 3.37 et mettent en évidence une décharge Xe-Ar moins divergente quand le flux d'argon augmente. Ceci impose de prendre des précautions quant à l'interprétation des courbes car le courant au-delà de 35° n'est pas ici mesuré. Nous avons vu précédemment dans la section §3.2.2.2 que l'énergie la plus probable des ions diminue en fonction du flux d'argon dans le mélange. Dans ce cas, les ions ont tendance à plus diverger. Ce résultat contraste donc avec la meilleure focalisation du faisceau d'ions que montrent les distributions angulaires des ions.

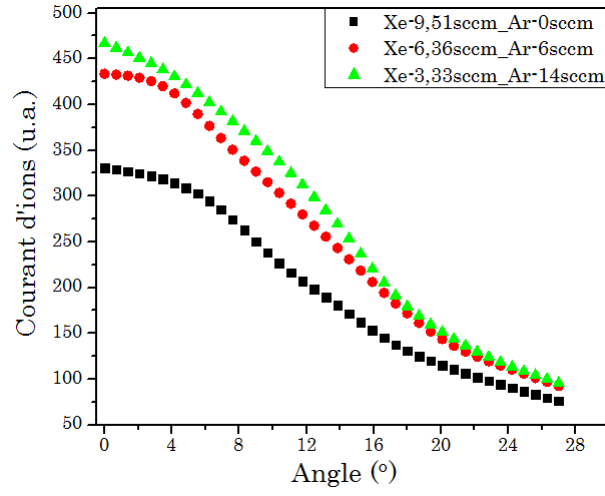


FIGURE 3.35 – Distribution angulaire des ions pour différents ratios d'argon dans la décharge Xe-Ar à courant de décharge constant (1,05 A) avec $U_d = 200$ V, $V_{RPA} = 50$ V, RPA à 35 cm - PPI-Mag

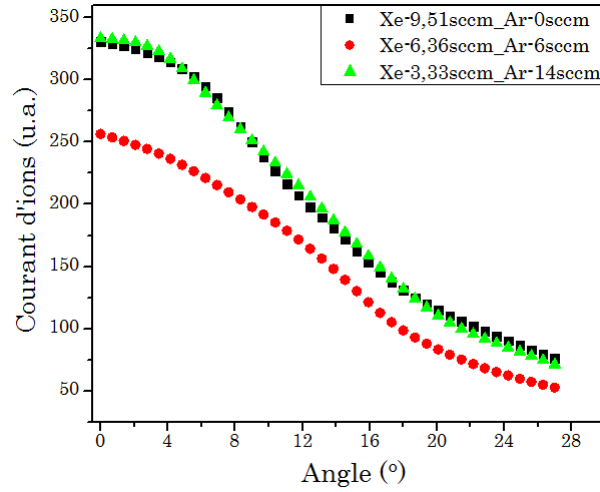


FIGURE 3.36 – Evolution du courant d'ions normalisé par le flux total pour différents ratios d'argon dans la décharge Xe-Ar à courant de décharge constant (1,05 A) avec $U_d = 200$ V, $V_{RPA} = 50$ V, RPA à 35 cm - PPI-Mag

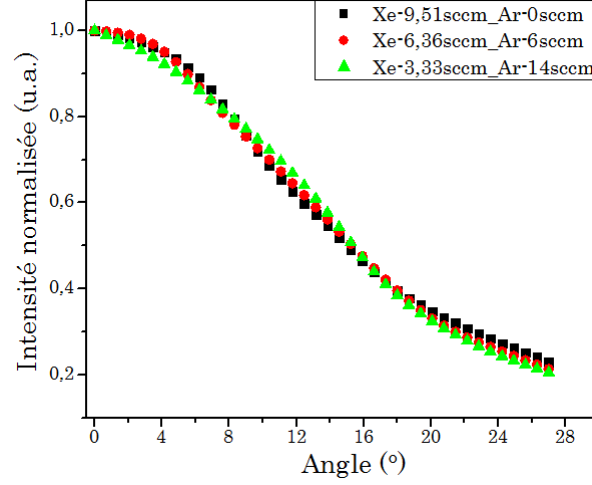


FIGURE 3.37 – Evolution de la divergence du faisceau en fonction de différents ratios d'argon dans la décharge Xe-Ar à courant de décharge constant (1,05 A) avec $U_d = 200$ V, $V_{RPA} = 50$ V, RPA à 35 cm - PPI-Mag

Evolution de la FDEI avec l'angle d'éjection des ions

Dans cette partie, la distribution en énergie des ions suivant l'angle d'éjection est déterminée. La comparaison est faite entre une décharge Xe ($D_{Xe} = 7,33$ sccm) et une décharge Xe-Ar ($D_{Xe} = 5,52$ sccm, $D_{Ar} = 6$ sccm) pour un courant de décharge constant et égal à 0,80 A. Le RPA est positionné à 30 cm du plan de sortie du moteur. La figure 3.38 présente les caractéristiques RPA pour des angles allant de 0° à 39° pour les deux types de décharge (Xe et Xe-Ar).

Comme vu précédemment (§3.2.2.2), la répartition énergétique des ions collectés sur l'axe du moteur plus fine pour la décharge contenant de l'argon que pour la décharge en Xe pur est confirmée.

Par contre, si l'on s'intéresse aux ions éjectés avec un angle non nul, on remarque que la distribution en énergie des ions est modifiée au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'axe du moteur. En particulier pour la décharge Xe-Ar, la répartition devient plus élargie aux angles, alors qu'elle est peu modifiée dans le cas d'une décharge Xe.

On remarque également un décalage des profils vers les faibles énergies montrant une présence croissante d'ions moins énergétiques lorsqu'on s'éloigne de l'axe du moteur dans les deux types de décharges. Ces ions lents proviennent pour la plupart d'échanges de charge entre ions rapides et neutres lents qui se produisent dans la zone proche du plan de sortie en dehors du canal.

Des mesures de LIF faites sur des décharges Xe dans les petits moteurs ont montré que le champ électrique s'étend en dehors du canal de décharge. En conséquence, ces ions acquièrent une certaine énergie mais ne subissant pas l'intégralité du champ accélérateur, divergent.

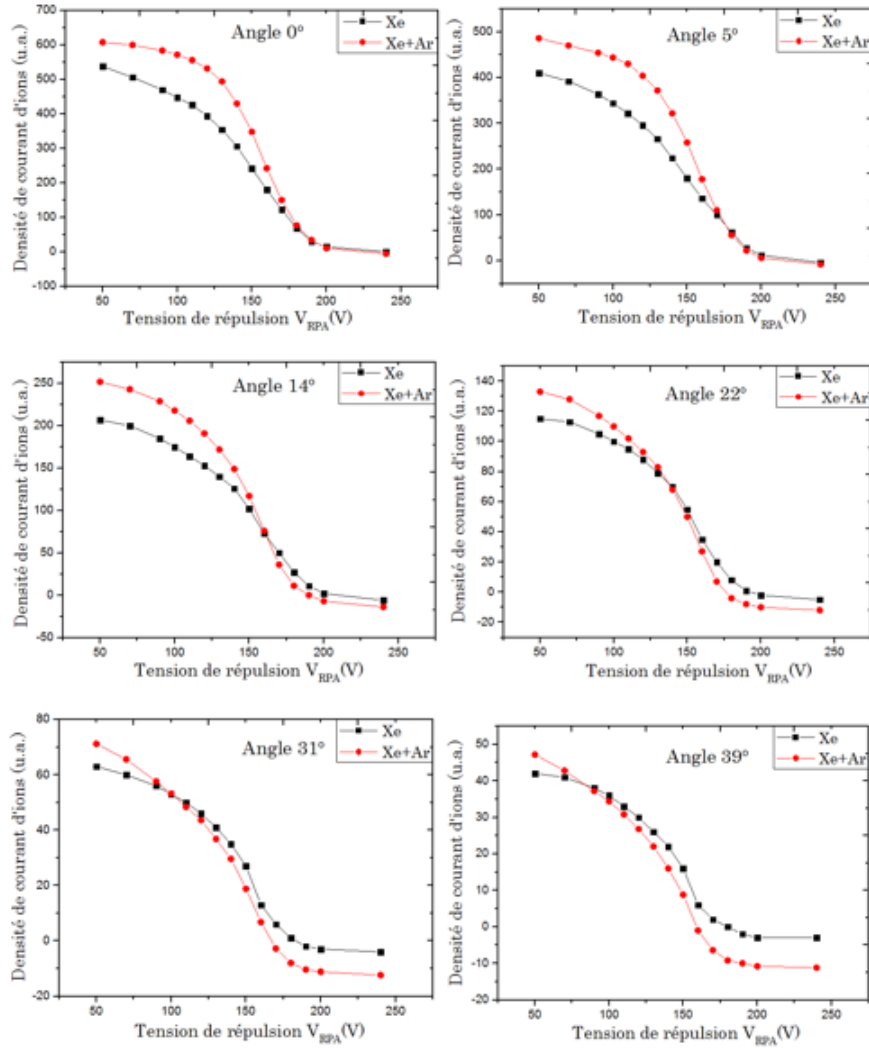


FIGURE 3.38 – Comparaison de la distribution en énergie des ions en fonction de l'angle d'éjection entre une décharge Xe ($D_{Xe} = 7,33$ sccm) et une décharge Xe-Ar ($D_{Xe} = 5,52$ sccm, $D_{Ar} = 6$ sccm), Tension et Courant de décharge constants (0,80 A) RPA à 35 cm - PPI-Mag

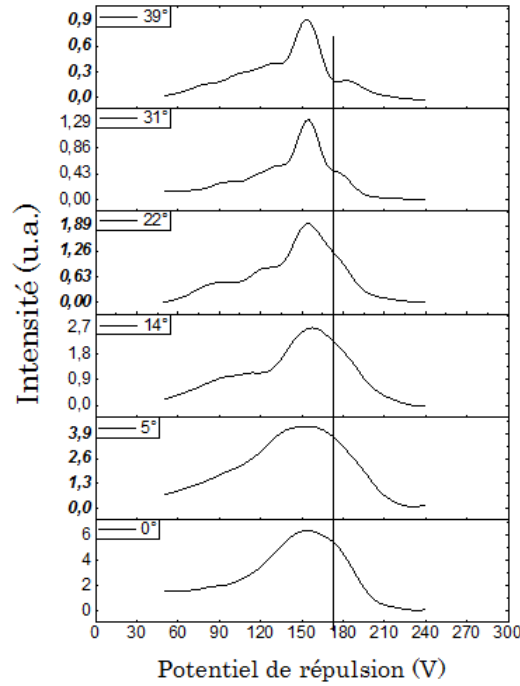


FIGURE 3.39 – FDEI en fonction de l'angle d'éjection pour une décharge Xe-Ar ($D_{Xe} = 5,52$ sccm, $D_{Ar} = 6$ sccm), Courant de décharge égal à 0,80 A, et une tension de décharge égale à 200 V, RPA à 35 cm - PPI-Mag

La figure 3.39 montre les FDEI en fonction de l'angle observé dans la décharge Xe-Ar. Les ions lents présents aux angles élevés dans la décharge Xe-Ar ont des énergies plus faibles que ceux présents dans la décharge de Xe pur. Cela peut s'expliquer par le fait que les atomes d'argon plus légers subissent moins le champ électrique et sont plus déviés d'une part. Et d'autre part nous avons mesuré le courant d'ions moyenné en temps sans dissociation des différentes espèces, or la physique de la décharge Xe-Ar peut mettre en œuvre plusieurs processus collisionnels tels que les collisions $Xe - Ar^+$ (diffusion) [91], $Xe - Xe^+$ (échange de charge résonnant) [54] [92] [93], $Ar - Xe^+$ (diffusion) [91] ou encore $Ar - Ar^+$ (échange de charge résonnant) [92]. Ces multiples processus possibles peuvent expliquer la présence plus importante d'ions à très basses énergies dans la décharge Xe-Ar. Une modélisation de la décharge serait une étape importante dans la compréhension des phénomènes qui régissent ce type de décharge.

Comparaison PPI-Mag « B élargi » et « B standard »

Les deux versions du PPI-Mag offrent un B_{max} inférieur à celui du PPI. En conséquence, la comparaison directe des résultats ne permettra pas de mettre en évidence l'influence d'un paramètre spécifique sur l'ionisation du gaz. Par contre, la comparaison des deux versions du PPI-Mag, « B élargi » et « B standard », rend compte de l'influence de la répartition des champs de potentiels magnétiques (modification de la topographie magnétique) sur l'ionisation du xénon et de l'argon. Les figures 3.40 & 3.41 montrent un exemple de l'évolution du courant d'ions collecté sur toute l'ouverture accessible de la plume respectivement pour la décharge Xe-Ar et

Xe. La condition étudiée pour les deux versions du PPI-Mag est la suivante : une tension de décharge de 200 V, un débit de xénon de 7,7 sccm et un débit d'argon de 6 sccm. Les relevés du courant de décharge moyen ont montré un supplément de 0,10 A pour la version « élargie » par rapport à la version « standard » impliquant un renforcement de l'ionisation du gaz (sans possibilité de différenciation de la nature des ions) ou/et un courant d'électrons plus important. Les résultats sur le courant d'ions permettent de mettre en évidence une augmentation nette de la production d'ions dans la version « B élargi » pour les deux types de décharge (Xe et Xe-Ar). De plus, le jet d'ions issu du moteur dans la version « B élargi » apparaît beaucoup moins divergent, ce qui augmente les performances [94].

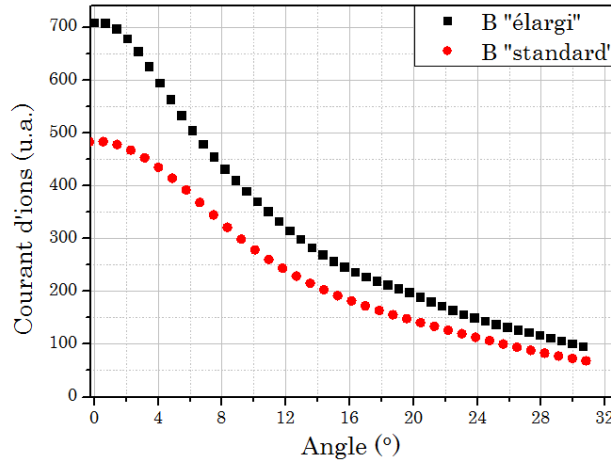


FIGURE 3.40 – Comparaison de la distribution angulaire des ions du PPI-Mag « B élargi » et « B standard » pour une décharge Xe-Ar ($D_{Xe}=7,7$ sccm, $D_{Ar}=6$ sccm), $U_d=200$ V, RPA à 35 cm

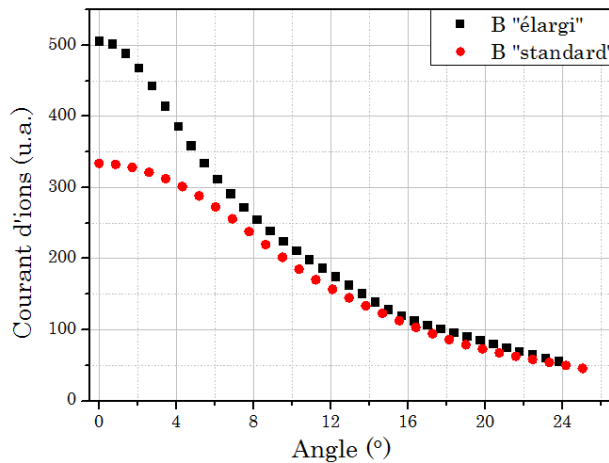


FIGURE 3.41 – Comparaison de la distribution angulaire des ions du PPI-Mag « B élargi » et « B standard » pour une décharge Xe ($D_{Xe}=7,7$ sccm), $U_d=200$ V, RPA à 35 cm

3.3 Comparaison PPI et PPI-Mag

Le PPI et le PPI-Mag ont ainsi été étudiés dans les mêmes conditions de décharge et ont montré des comportements différents en ce qui concerne les décharges Xe-Ar. Cette partie s'attache à réaliser une comparaison des évolutions de plusieurs caractéristiques de la décharge dans les deux moteurs. Les deux versions du PPI-Mag ont été analysées et l'ionisation de l'argon s'est avérée meilleure dans la configuration « B élargi » qui est ici choisie pour effectuer la comparaison.

3.3.1 Evolution de la vitesse des ions Xe II en sortie de canal avec l'addition d'argon

Des études de Fluorescence Induite par Laser ont été effectuées sur les ions Xe II présents dans les décharges Xe-Ar afin de déterminer l'impact de l'ajout d'argon sur la vitesse des ions Xe II, et en conséquence sur l'évolution de leur accélération. La vitesse des ions Xe II est mesurée sur quelques positions dans la plume en sortie du canal de décharge. Ces mesures permettent également de recueillir des informations sur la position de la zone d'ionisation. L'étude est faite sur les deux moteurs le PPI et le PPI-Mag version « B élargi ».

Sur le PPI-Mag « B élargi »

Dans les sections précédentes, deux résultats antagonistes sur le comportement du PPI-Mag ont été mis en évidence :

1. L'addition de l'argon dans le plasma entraîne une diminution de la divergence du jet, ce qui insinue un déplacement de la zone d'ionisation vers l'anode
2. L'énergie moyenne des ions dans la décharge Xe-Ar quant à elle diminue lorsque le débit d'argon augmente impliquant une zone d'ionisation qui s'éloigne de l'anode ou bien une variation du potentiel plasma. En effet le potentiel plasma étant plus fort proche de l'anode, plus les ions sont créés en amont plus leur énergie est importante.

Sachant que l'énergie finale des ions peut aussi être le résultat de la répartition du potentiel, la mesure de l'évolution de la vitesse des ions Xe^+ pour plusieurs positions dans la plume en sortie du canal est importante pour conclure sur ces résultats.

Des mesures de Fluorescence Induite par Laser ont donc été effectuées sur les ions Xe II présents dans les décharges Xe-Ar. La vitesse des ions Xe^+ a été mesurée à 3 et 7 mm du plan de sortie sur l'axe du canal de décharge. Le dispositif expérimental est identique à celui décrit dans la section (§2.1.1). La branche de collection de la fluorescence est maintenue à une position fixe et la décharge Xe est modifiée en ajoutant graduellement de l'argon ($D_{Ar} = 0$ à 8 sccm). Comme précédemment, tous les autres paramètres de la décharge demeurent constants ($U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, condition standard pour la cathode ($D_{Xecathode} = 2$ sccm ; $I_k = 14$ A)). Nous avons ainsi suivi le groupe d'ions majoritaire (ions rapides) qui correspond à ceux ionisés plus en amont du canal et qui sont donc représentatif de la position de la zone d'ionisation.

Les profils de LIF obtenus à 3 mm du plan de sortie pour plusieurs débits d'argon dans le mélange sont normalisés et présentés sur la figure 3.42.

On observe que la forme des profils est peu modifiée avec le débit d'argon : le comportement dynamique ainsi que la dispersion en vitesse des ions rapides Xe^+ reste alors stationnaire. Cependant, on note un décalage vers le rouge de la longueur d'onde d'absorption des ions

métastables de xénon.

La figure 3.43 montre l'évolution de la vitesse la plus probable des ions rapides à deux positions dans la plume. La vitesse des ions diminue au fur et à mesure que le débit d'argon augmente. A 3 mm, les ions Xe II perdent en vitesse, environ 1200 m/s, lorsqu'on passe d'une décharge Xe pur à une décharge Xe-Ar avec 7 sccm Ar. En prenant compte l'incertitude sur la mesure relative au banc optique autour de 60 m/s, le potentiel d'accélération des ions Xe^+ diminue de près 20 eV à cet endroit. Cet écart de potentiel est plus important que l'écart indiqué par les mesures de l'énergie totale des ions par RPA à 70 cm qui est de 10 eV dans des conditions de décharge similaires. Ce qui indique un déplacement probable de la zone d'ionisation en aval de l'anode. La diminution de l'énergie totale des ions moyennée dans le temps est certainement liée à l'énergie des ions Ar^+ : ce qui présage d'une forte présence des ions Ar^+ dans la plume.

Il faut également noter que l'élargissement de la distribution énergétique mesuré à 70 cm diminue de 12 eV par rapport à la décharge Xe, lorsque le débit d'argon vaut 7 sccm. La zone d'ionisation est donc plus restreinte, favorable à une ionisation de Xe et Ar localisée au même endroit et à une meilleure séparation des zones d'accélération et d'ionisation.

A 7 mm, la vitesse est également plus faible lorsque le débit d'argon augmente. Toutefois la vitesse est quasi constante entre 1 et 6 sccm d'argon mais reste plus faible que dans le cas d'une décharge Xe.

Si on admet que les ions ne subissent pas de collisions et que ces mesures de vitesse axiale traduisent le champ axial d'accélération on peut en déduire la chute de potentiel plasma entre 3 et 7 mm de la sortie du moteur. Celui-ci passe de 28 eV à 77 eV quand on rajoute 4 sccm d'argon à une décharge en xénon pur. Ce qui démontre que le champ accélérateur tend à s'étendre vers l'extérieur du canal.

Remarque : Des études ont montré que l'augmentation importante du débit massique de gaz dans le canal a pour effet de repousser la zone d'ionisation vers le fond du canal, or le flux maximal d'argon ajouté représente 26% d'augmentation du débit massique total [53]. L'influence sur la vitesse serait un accroissement de la vitesse mesurée, or on note une diminution de cette dernière. En conséquence, l'écart de vitesse mesuré entre les décharges Xe et Xe-Ar en sortie de canal est susceptible de croître pour un débit massique de gaz constant.

Enfin, l'écart de vitesse à 50 mm du plan de sortie trop faible inférieur à 200 m/s (dans toutes les conditions) ainsi que le faible rapport S/B à cette distance ne permettent pas de justifier d'une modification de la vitesse finale des ions Xe^+ .

Ces résultats ont démontré que la réduction de la vitesse en sortie du canal en présence d'atomes d'argon est la conséquence d'un éloignement des zones d'ionisation et d'accélération de l'anode et non d'une diminution du potentiel d'accélération.

La montée en température de la carcasse du moteur très rapide en ce qui concerne les décharges Xe-Ar, n'a pas permis l'exploration de davantage de positions dans la plume. La stabilisation de la température est effective à une valeur dépassant la température nominale du PPI. Ainsi l'évolution du profil de champ électrique n'a pu être établie en raison du faible nombre de positions sondés.

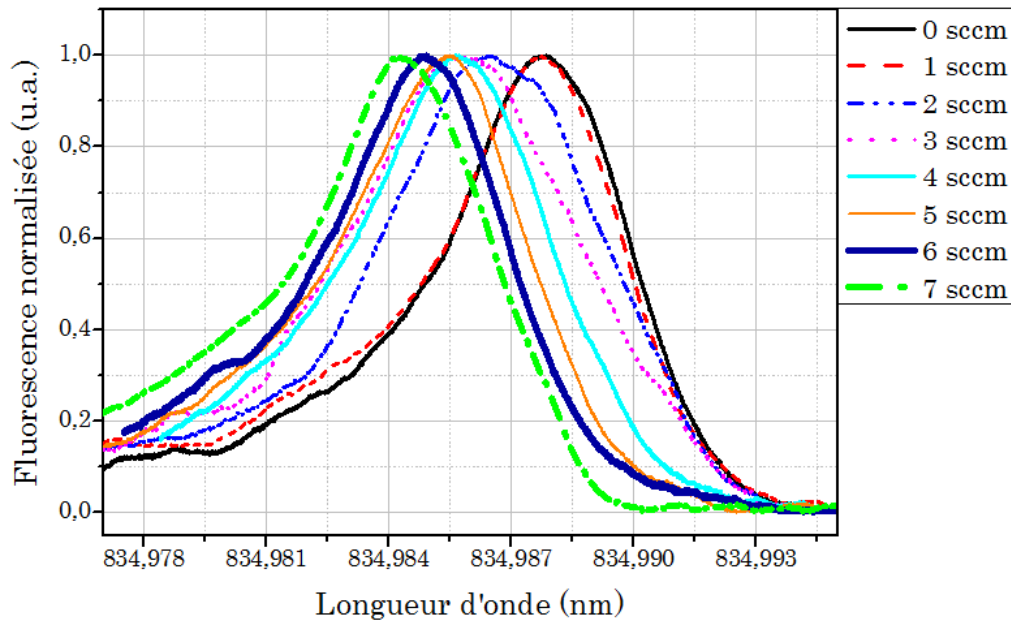


FIGURE 3.42 – Evolution du profil de LIF mesuré à 3 mm du plan de sortie sur l'axe du canal pour des décharges Xe-Ar ($D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} = 0$ à 7 sccm), $U_d = 200$ V, PPI-Mag « B élargi »

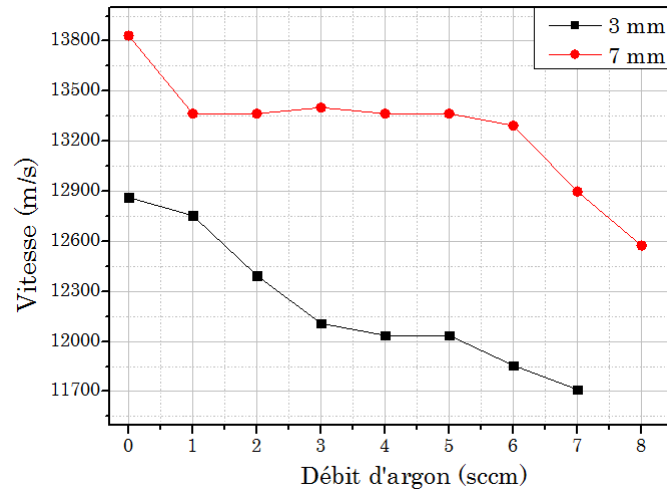


FIGURE 3.43 – Evolution des vitesses mesurées à 3 mm et 7 mm du plan de sortie sur l'axe du canal pour des décharges Xe-Ar ($D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} = 0$ à 7 sccm), $U_d = 200$ V, - PPI-Mag « B élargi »

Sur le PPI

La même étude sur l'évolution de la vitesse en sortie de canal est faite sur le PPI. La décharge de Xe est amorcée avec les mêmes conditions que celles du PPI-Mag mais les résultats obtenus diffèrent.

Les vitesses sont mesurées à des positions fixes (ici à 3 et à 5 mm) tout en modifiant les ratios de gaz dans la décharge. Les figures 3.44 & 3.44 illustrent l'évolution de la vitesse des ions rapides Xe II en fonction de différents ratios de gaz pour les positions respectives de 3 et 5 mm.

La vitesse des ions Xe^+ demeure constante pour un débit d'argon allant de 1 sccm jusqu'à 7 sccm additionné au plasma de Xe. En effet, l'analyse énergétique des ions a montré que l'énergie totale la plus probable est peu modifiée par l'ajout d'argon, ce qui se confirme avec ces mesures de vitesses.

Néanmoins nous avons étudié d'autres points de fonctionnement avec des proportions d'argon plus importantes. A partir de 8 sccm d'argon dans le mélange, on observe un début de modification de la vitesse des Xe^+ . Dans un but de confirmer cette tendance, le débit d'argon est fortement augmenté nécessitant une réduction du flux de xénon afin de limiter au mieux la puissance du propulseur.

A 3 mm du plan de sortie, l'écart de vitesse des ions Xe II est d'environ 1800 m/s entre la décharge Xe et la décharge à forte concentration d'argon (87% Ar pour un débit total de 23 sccm). Cet écart de vitesse s'amenuise lorsqu'on s'éloigne du plan de sortie, ainsi à 5 mm l'écart maximum entre les décharges extrêmes vaut 900 m/s. La vitesse finale des ions reste identique quel que soit la condition de décharge. Ces résultats montrent également un déplacement de la zone d'ionisation en aval de l'anode mais pour une proportion d'argon plus importante que dans le PPI-Mag.

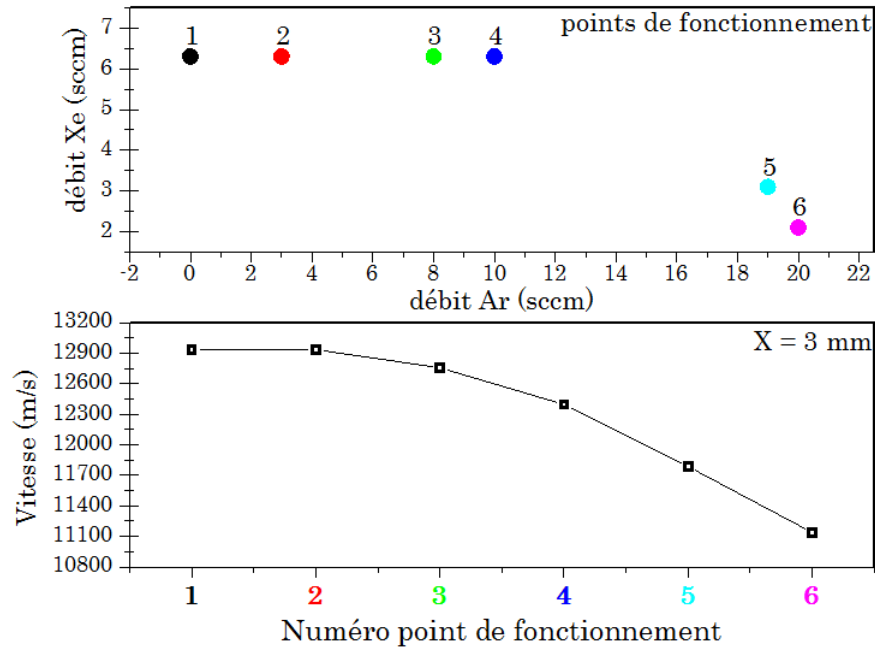


FIGURE 3.44 – Evolution des vitesses mesurées à 3 mm du plan de sortie sur l'axe du canal pour des décharges Xe-Ar pour plusieurs points de fonctionnement (ratios des gaz différents) $U_d = 200$ V - PPI

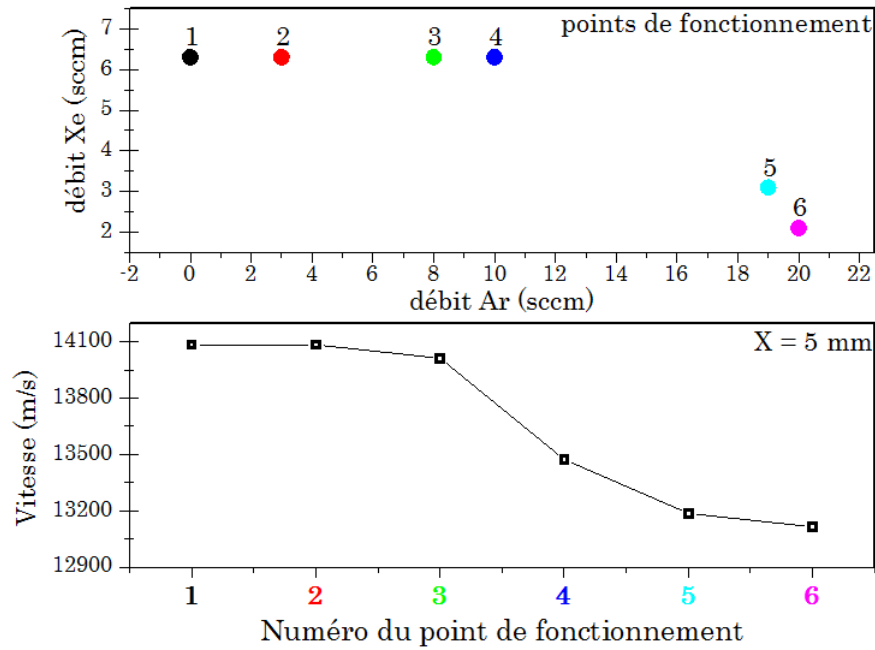


FIGURE 3.45 – Evolution des vitesses mesurées à 5 mm du plan de sortie sur l'axe du canal pour des décharges Xe-Ar pour plusieurs points de fonctionnement (ratios des gaz différents) $U_d = 200$ V - PPI

3.3.2 Comparaison des évolutions de différentes caractéristiques physiques

Toutes les études menées sur les décharges à mélange de gaz (Xe+Ar) ont montré une influence de l'ajout d'argon dans le plasma de xénon sur les caractéristiques de la décharge plus marquée dans le PPI-Mag que dans le PPI. De ce fait une première conclusion s'impose à savoir la meilleure ionisation de l'argon dans le PPI-Mag (B élargi) qui se justifie par nombreuses observations résumées dans le tableau suivant. Ce tableau récapitule les évolutions de différentes caractéristiques de la décharge Xe, conséquent à l'injection du flux d'argon.

<div>Moteurs</div> <div>Paramètres</div>	PPI	PPIMAG « B élargi »
Courant de décharge moyen	↗↗↗	↗↗
Régime de fonctionnement	'pulsé' → 'oscillation'	'oscillation' → 'pulsé'
Niveau d'oscillations N_{osc}	↘↘	↗↗
Courant d'ions total moyen	↗↗	↗↗↗
Energie totale la plus probable	⇒	↘↘
Etalement de la zone d'ionisation (eV)	↗↗	↘↘
Divergence	↗↗↗	↘↘
Distance zone d'ionisation-anode	↘	↘↘↘

3.4 Conclusion

Ce chapitre s'est attaché à l'étude paramétrique des décharges à mélange de xénon et d'argon. Deux moteurs de section de canal et de configuration magnétique différente ont été étudiés et les résultats obtenus détaillés. L'étude s'est reposée essentiellement sur la caractérisation électrique de ces décharges. L'évolution des régimes de décharge (dynamique du courant de décharge) ainsi que l'analyse du jet d'ions (densité ionique, la répartition énergétique, divergence, vitesse des ions Xe^+) ont permis la caractérisation du comportement stationnaire des plasmas Xe-Ar. Les caractéristiques des décharges Xe-Ar constituent une base d'informations pour l'amorçage des décharges en argon dans ces moteurs de faible puissance. Cependant, les mesures moyennées dans le temps restent des indications globales difficilement interprétables qui ne suffisent pas pour une conclusion définitive et non ambiguë sur l'ionisation de l'argon. Du fait de la présence de différents gaz, les paramètres mesurés sont relatifs aux deux gaz sans possibilité de distinction des différentes contributions. Une étude plus fine est dès lors nécessaire pour détailler la contribution de chacune des espèces dans les paramètres mesurés et fera l'objet des études présentées au chapitre suivant.

Chapitre 4

Etude physique de la décharge en mélange de xénon et d'argon

Ce chapitre est consacré à l'étude physique des décharges Xe-Ar dans les deux moteurs préalablement décrits : le PPI et le PPI-Mag version « B élargi ».

Les applications visées par le développement de la source d'intérêt sont principalement les traitements de surface, la micro-gravure ou encore la propulsion spatiale qui nécessite une analyse énergétique plus fine du jet d'ions.

Dans le cadre de cette thèse, une méthodologie originale de mesures RPA résolues en temps a été ainsi développée. L'analyse des données de courant d'ions résolu en temps permettra d'effectuer une sélection par la charge ou la masse des différentes espèces et ainsi de mettre en évidence leurs contributions respectives. Cette étude est indispensable à la compréhension des processus mis en jeu dans ce type de décharge où des gaz différents sont mélangés.

Il existe dans la littérature des diagnostics permettant l'étude de la composition ionique du jet notamment pour la mise en évidence d'ions multichargés dans la plume des Propulseurs à Effet Hall. Les plus connus sont les sondes en champs croisés (ExB) et les spectromètres de masse.

La sonde ExB met en évidence la contribution des différents ions en les sélectionnant par leur charge (par déviation magnétique) [95] [96] [97]. Elle présente des limites liées à la complexité de sa mise en œuvre, et aussi à la nécessité d'une définition au préalable du rapport E/B , subséquemment du domaine de vitesse à sonder.

D'autres comme Gallimore et al ont étudié la composition atomique du faisceau en utilisant un spectromètre de masse atomique [98] [99] [100]. C'est un dispositif très encombrant et qui nécessite une adaptation au caisson d'essai du laboratoire.

Notre choix d'un analyseur d'énergie pour la caractérisation de la composition du jet d'ions est motivé par la facilité de sa mise en œuvre (encombrement réduit et possibilité de déplacement). La recherche d'une méthodologie fiable permettant la résolution temporelle des mesures de RPA fût donc l'objectif premier de cette étude.

Elle repose sur deux approches parallèles basées d'une part sur une interruption rapide du courant de décharge et d'autre part sur les oscillations basse fréquence du courant de décharge. Les deux approches seront largement décrites dans la suite avec leurs avantages et inconvénients. L'équivalence entre les deux méthodes sera également discutée.

Le choix d'utiliser ou non un interrupteur rapide va être essentiellement guidé par le régime de fonctionnement de la décharge. Rappelons que la dynamique du courant de décharge définit le type du régime de fonctionnement du moteur qui peut être ainsi de type « calme », « fluctuant » ou encore « oscillant » §3.1.1. Ces régimes sont liés d'une part aux conditions de décharge (débit de gaz, tension de décharge, pression résiduelle) et d'autre part à l'état de surface des parois délimitant le canal de décharge.

L'interrupteur rapide utilisé offre un contrôle sur le temps de coupure du courant de décharge mais pas sur le niveau d'intensité, raison pour laquelle, la technique d'interruption de courant sera limitée aux décharges fonctionnant en régime dit « calme ».

En effet, lorsque l'équilibre stationnaire entre le remplissage du canal par les neutres et le départ des ions du canal est réalisé, les oscillations caractéristiques basses fréquences disparaissent de l'allure du courant de décharge : on obtient ainsi un régime dit « calme ». Dans ce cas précis, quel que soit l'instant d'interruption, les propriétés instantanées de la décharge demeurent similaires.

A contrario dans le cas typique d'un régime oscillant, le moment de l'interruption aurait une importance capitale car l'état de la décharge diffère selon que l'on soit par exemple sur un zéro de courant ou sur une bouffée d'ionisation. Dans ce cas précis, les résultats obtenus par interrupteur seraient dénués de sens physique, difficilement interprétables et surtout peu reproductibles, ce qui impose de trouver une autre méthode pour ce régime : ce sera la méthode dite "d'oscillations".

4.1 Validation de la méthode

Dans cette partie, la description de la technique d'interruption, sa validation ainsi que ses limites seront exposées. Elle sera par la suite comparée à la méthode dite "d'oscillation" afin de démontrer leur équivalence.

4.1.1 Circuit électrique d'interruption

La figure 4.1 présente le schéma d'insertion de l'interrupteur dans le circuit d'alimentation d'anode. La cathode utilisée est la « MIREA » (§ 1.4.4) dans sa condition d'utilisation optimale.

Pour réaliser l'interruption du courant de décharge, un transistor CMOS de puissance est inséré dans le circuit d'alimentation électrique du moteur à étudier. Il gère l'ouverture et la fermeture du circuit et est dimensionné pour supporter les pics de courant apparaissant à l'allumage de la décharge et pouvant atteindre 20 A dans certaines conditions expérimentales.

Un générateur de fonction TTI TGP110 délivre des impulsions de tension dont on fixe la durée, l'amplitude ainsi que la fréquence. Il permet alors de définir le temps et la fréquence de l'interruption du courant de décharge. La sortie du générateur est connectée à un émetteur optique qui délivre une lumière synchrone à la génération de l'impulsion.

Deux configurations sont alors possibles :

- Une impulsion lumineuse est générée (impulsion de tension sur une durée prédéfinie) : dans ce cas, la lumière est dirigée sur une photodiode à travers une fibre optique. L'éclairement de la photodiode produit un photo-courant qui bloque la grille du transistor CMOS à travers une mise en forme électronique provoquant l'interruption du courant.
- Aucune lumière n'est émise (pas d'impulsion durant le reste de la période) : le transistor devient passant et équivalent à un court-circuit de très faible résistance.

La transition ON-OFF du transistor est très rapide et l'interruption du courant de décharge s'effectue sur environ 150 ns : d'où le nom « interrupteur rapide ».

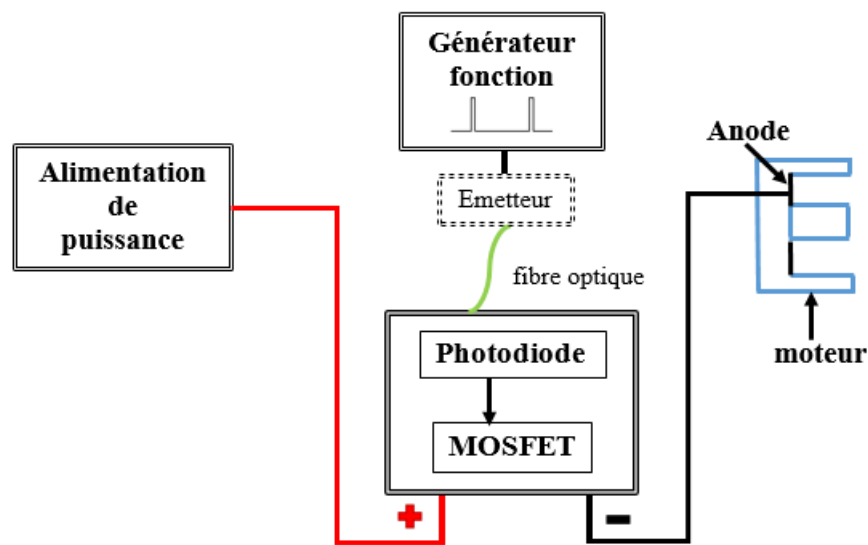


FIGURE 4.1 – Schéma d'insertion de l'interrupteur rapide dans le circuit d'alimentation d'anode

4.1.2 Comportement dynamique du courant de décharge

Le but est d'interrompre le flux d'ions par une coupure rapide du courant d'anode, et ainsi par des mesures optiques ou électriques, collecter des informations sur le régime stationnaire avant interruption [101][102]. Pour cela, la fréquence d'interruption doit être inférieure à la fréquence caractéristique des oscillations naturelles du courant d'environ 30 kHz afin de s'assurer du retour à l'état stationnaire de la décharge entre deux interruptions successives mais aussi de la réitération et de la cohérence de la mesure. Pour l'ensemble des résultats présentés, la fréquence d'interruption a été fixée à 500 Hz.

De l'interruption au redémarrage

L'équation de transport des particules soumises aux collisions et aux champs dans un plasma (équation de continuité) s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n \cdot \bar{v}) = S \quad (4.1)$$

S = terme source correspondant au nombre de particules chargées créées par unité de temps et de volume c'est-à-dire la résultante entre créations (par des processus d'ionisation, d'attachement électronique) et pertes (par recombinaison aux parois).

Dans un cas où les collisions ionisantes sont dominantes, l'équation de conservation de la densité électronique peut alors s'écrire :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla(n_e \cdot \bar{v}_e) = n_e \cdot \nu_{ion} \quad (4.2)$$

ν_{ion} : fréquence d'ionisation (s^{-1}) ; n_e : densité électronique (m^{-3}) ; (\bar{v}_e) : vitesse de dérive des électrons (m/s)

L'équation (4.2) décrit le transport des électrons qui régit l'évolution spatio-temporelle de la densité électronique dans la décharge. L'interruption du courant de décharge (en 150 ns) conduit systématiquement à une chute brutale du champ électrique dans le canal. Le transport des ions (particules lourds) jusqu'ici assuré par la force électrostatique se retrouve figé. Alors suite de la coupure du courant, la densité électronique dans le canal de décharge diminue par diffusion de type ambipolaire aux parois du canal (e^{-t}) accompagnée d'une chute rapide de la fréquence d'ionisation et de la température électronique.

En effet, le temps caractéristique de l'arrêt de tous les processus d'ionisation est typiquement de l'ordre de $1 \mu s$ (mesuré par émission optique) [101].

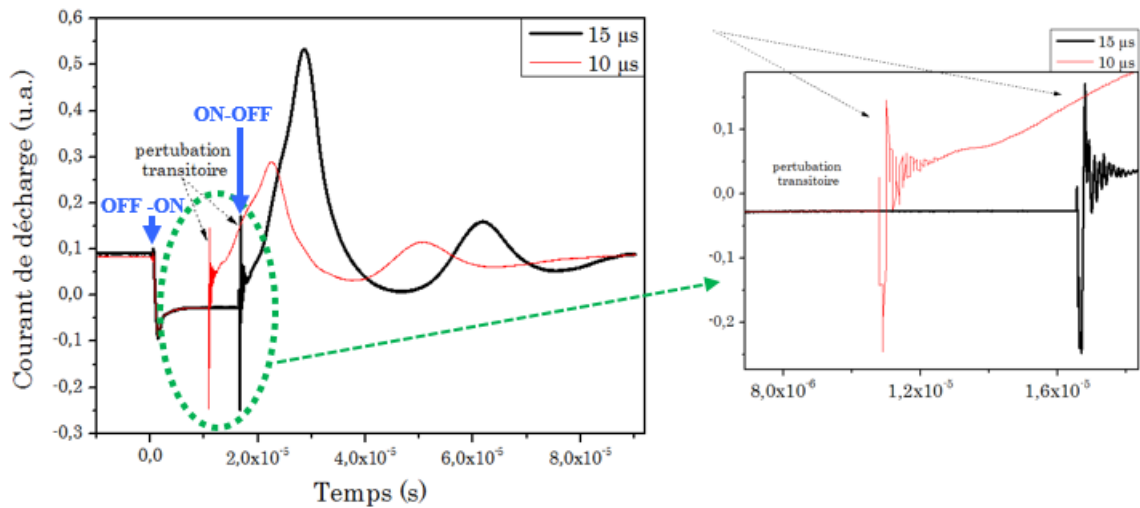


FIGURE 4.2 – Comportement dynamique du courant de décharge d'avant l'interruption au retour à l'état stationnaire

Du redémarrage au retour à l'état initial

La figure 4.2 montre le courant transitoire de décharge mesuré à l'aide d'une sonde alternative large bande (Tektronix AC current Probe LF 3dB 12 GHz). A la fin de l'interruption et au moment précis du redémarrage du courant, on remarque l'apparition de pics transitoires de courte durée nettement inférieure à la période des oscillations naturelles. La présence de ces pics est observée quel que soit la durée de l'interruption et peut s'expliquer par le rétablissement brutal du champ électrique dans le canal et donc de l'arrivée à l'anode des électrons résiduels de la décharge.

On observe ensuite un comportement d'oscillations amorties du courant conduisant au régime stationnaire. Leur fréquence se révèle équivalente à la fréquence caractéristique des oscillations naturelles du plasma voisine de 30 kHz.

L'amplitude de ces oscillations augmente en fonction de la durée de l'interruption à cause de l'accumulation croissante des neutres dans le canal durant l'interruption. Le temps nécessaire à un atome de Xe pour parcourir la longueur du canal de décharge du PPI (pour une température de 600 K) est de l'ordre de $32\mu s$ (L_{canal}/V_N). Ce temps étant long par rapport au temps nécessaire à l'éjection des ions, le canal de décharge se vide progressivement de son excès de neutres. En conséquence, le courant d'anode retrouve le régime stationnaire au bout quelques événements (oscillations de type proie-prédateur). Ces oscillations s'amortissent d'autant plus vite que le régime de fonctionnement du moteur est « calme ».

4.1.3 Influence du temps d'interruption sur la dynamique du courant de décharge

Le temps d'interruption a une influence importante sur la dynamique du courant de décharge. La figure 4.3 montre l'évolution du courant de décharge d'avant l'interruption au retour à l'état stationnaire (retour à l'état initial) pour différents temps d'interruption. La condition de décharge étudiée correspond à la condition optimale sur le PPI soit une tension de décharge de 220 V, un débit de xénon de 8,2 sccm et un courant de décharge moyen 0,87 A. Les signaux présentés sont le résultat de l'acquisition de 256 événements (pas d'échantillonnage de 10 ns) et d'un lissage sur 10 échantillons afin de supprimer les composantes de bruit UHF du signal.

On remarque que la première oscillation présente une plus forte intensité que les suivantes. Ceci est la conséquence de la forte densité atomique dans la zone proche du champ magnétique due à l'excès de neutres dans le canal par rapport au régime stationnaire. L'amorçage de l'ionisation (après le rétablissement du champ électrique) entraîne une propagation rapide du front d'ionisation vers l'anode et une déplétion des neutres dans le canal. La relaxation du courant suite à cette première oscillation montre que le front d'ionisation atteint une position plus près de l'anode que dans le cas du régime stationnaire de la décharge (niveau d'intensité plus bas). Ce phénomène se confirme avec l'augmentation du temps d'interruption.

Les signaux montrent que plus la durée de l'interruption est grande plus l'oscillation suivant le ré-allumage de la décharge est forte, ce qui conforte l'hypothèse selon laquelle les neutres s'accumulent dans le canal de décharge durant la coupure.

On suppose maintenant que l'excès de courant d'anode (bouffée au redémarrage) est représentatif du surplus de neutres par rapport au régime stationnaire. Pour avoir une idée sur

l'évolution de l'excès de neutres accumulés dans le canal pendant l'interruption, nous avons intégré l'aire sous la courbe de la première oscillation après le redémarrage pour différentes durées d'interruption.

Définition : Nous appellerons par la suite « surcharge » le courant résultant du surplus de neutres accumulés durant la coupure.

Q_{T1} : la surcharge déterminée à partir de l'intégration de la première oscillation avec comme ligne de base le niveau du courant dans le régime stationnaire (avant interruption).

Q_i : la surcharge équivalente à l'ionisation de l'excès de neutres calculée en considérant un taux d'ionisation de 0,8 et une proportion de 20% d'ions doublement chargés (conditions similaires au régime stationnaire).

Q_{T2} : la surcharge totale équivalente à l'ionisation de l'excès de neutres Q_i corrigée de la charge liée aux électrons (transport anormal). On prendra un rapport $I_e/I_i \approx 57\%$.

La figure 4.4 montre une évolution monotone et linéaire de Q_{T1} , Q_i , et Q_{T2} en fonction du temps d'interruption. En dépit de toutes les corrections apportées, la surcharge évaluée (Q_{T2}) reste inférieure à la surcharge mesurée sur le courant d'anode. Cela s'explique par l'augmentation de la densité électronique dans le canal qui induit un déplacement du front d'ionisation plus proche de l'anode par rapport au régime stationnaire. Le taux d'ionisation après coupure de la décharge est alors plus élevé que dans le régime stationnaire :

en conclusion, le régime d'interruption est différent du régime stationnaire.

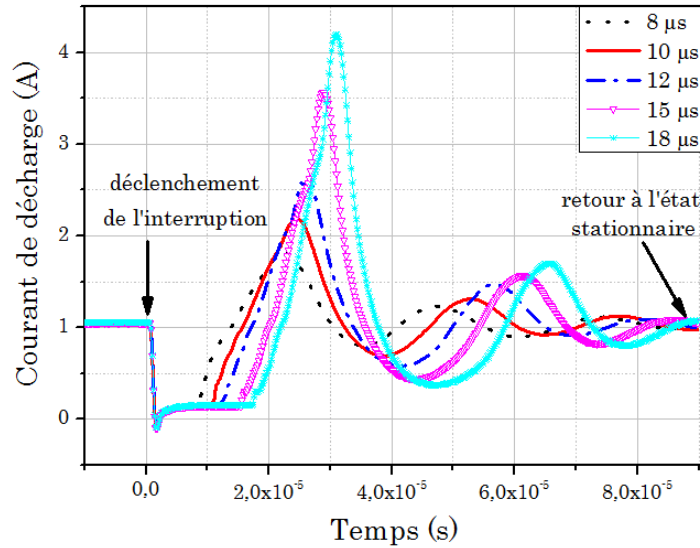


FIGURE 4.3 – Comportement dynamique du courant de décharge en fonction du temps d'interruption

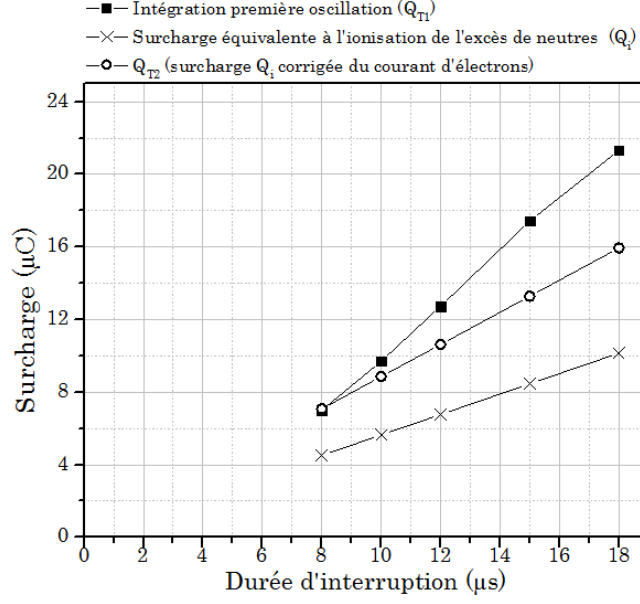


FIGURE 4.4 – Evolution de la surcharge résultant de l'excès de neutres (par rapport au régime stationnaire) en fonction du temps d'interruption déterminée à partir de : *intégration de la première oscillation (Q_T) *calcul à partir du flux d'atomes (20% de Xe^{2+} et un taux d'ionisation de 0,8) (Q_i) ; * Q_i corrigée (de $I_e/I_i \approx 57\%$) (Q_{T2})

4.1.4 Acquisition des signaux RPA résolus en temps

Pour s'assurer du sens physique des signaux de courant d'ions résolus en temps, il est nécessaire de bien caractériser le circuit d'acquisition du courant transitoire du collecteur du RPA.

Du point de vue des mesures de temps, la principale source d'erreurs est liée aux différents éléments électroniques qui composent le système d'acquisition notamment les capacités et les inductances parasites qui peuvent induire des retards sur les temps mesurés. Le courant d'ions étant collecté à travers un câble coaxial blindé (de faible capacité), la connaissance de la capacité équivalente de ce câble et en général du circuit de mesure est indispensable quant à la juste interprétation des mesures.

Mesure de la capacité parasite

Le signal induit par l'arrivée des ions au collecteur arrive sur l'entrée de l'oscilloscope à travers un câble coaxial et une résistance placée en série. En effet, l'association de la résistance de mesure (R_{mes}) et de la capacité du câble (C_{cable}) constitue un filtre de type passe-bas de fréquence de coupure $f_c = 1/(2\pi R_{mes} C_{cable})$. Or la fréquence caractéristique des oscillations du plasma est typiquement autour de 30 kHz, d'où la nécessité de connaître la capacité du câble ainsi que la capacité équivalente à l'ensemble collecteur + grilles du RPA. C'est la connaissance de l'ensemble des capacités parasites qui permettra de définir la résistance de mesure à associer au câble, afin de fixer une bande passante suffisante pour acquérir correctement le courant collecté. Dans ce but, une impulsion d'amplitude 5 V et de fréquence 30 kHz est appliquée

au collecteur du RPA à travers une impédance de $1\text{ M}\Omega$ pour être sûr d'imposer une source de courant du même ordre de grandeur que le courant collecté (μA). Le courant induit est mesuré d'une part à travers une résistance R inséré dans le circuit de mesure et d'autre part via le câble coaxial. Les deux signaux sont ensuite visualisés sur un oscilloscope. Le circuit de mesure et son schéma équivalent sont présentés en figure 4.5.

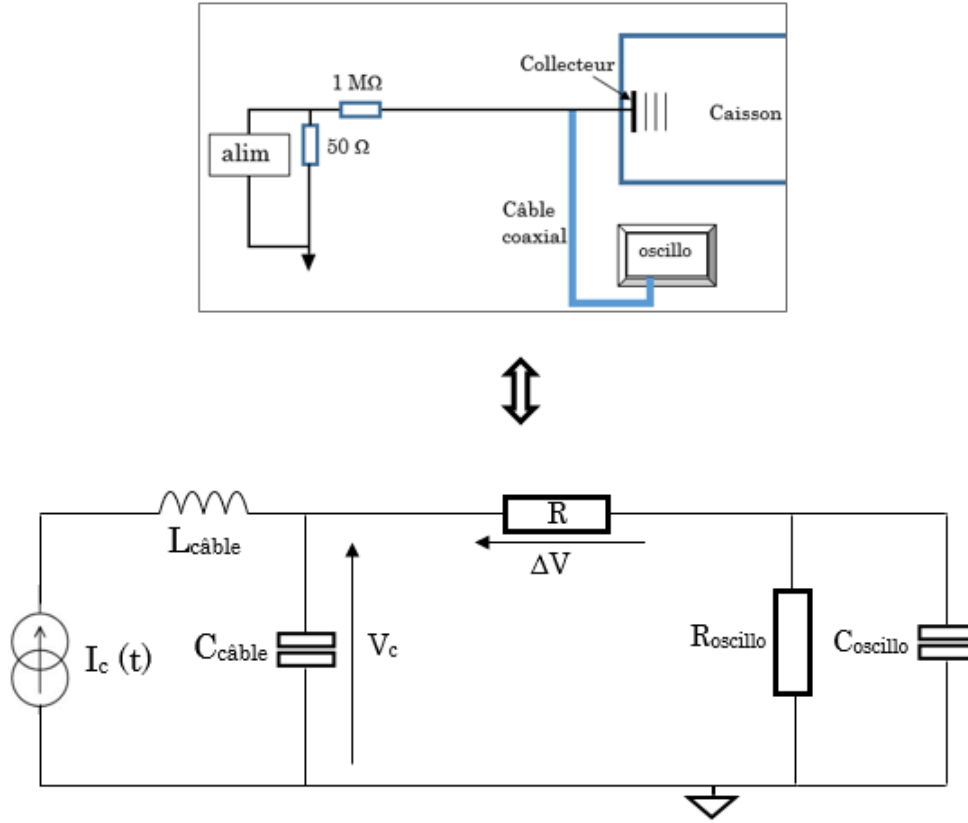


FIGURE 4.5 – Circuit de mesure et son schéma équivalent pour la détermination de la capacité équivalente du système d'acquisition des courants d'ions collectés par le RPA

La capacité équivalente à celle du câble peut donc être déduite de l'expression suivante :

$$C_{cable} = \frac{\Delta V}{R} \cdot \frac{\Delta t}{V_c} = 565\text{pF} \quad (4.3)$$

Sachant que la résistance d'entrée est de $50\ \Omega$, on peut aussi déterminer l'inductance de ligne équivalente :

$$L = 50^2 * 565 \cdot 10^{-12} = 1,4 \cdot 10^{-6}\text{H} \quad (4.4)$$

Ce qui équivaut à une impédance ($L\omega$) de $0,25\ \Omega$ pour une fréquence de 30 kHz . La capacité intrinsèque aux grilles du RPA est négligée.

Choix de la résistance de mesure

Pour augmenter le gain (I_{sortie}/I_{entree}) à la sortie du circuit de mesure, on serait tenté de choisir une résistance de mesure la plus élevée possible. Le logiciel LTSPICE a permis la simulation du circuit en tenant compte de tous les facteurs correctifs (capa et résistance parasites). Les diagrammes d'amplitude du gain pour plusieurs valeurs de résistance (R_{mes}) allant de $1\text{ k}\Omega$ à $50\text{ k}\Omega$ sont représentés en figure 4.6. La résistance médiane entre l'optimisation du gain et la bande passante (c'est-à-dire une fréquence de coupure à 3dB) est mise en exergue.

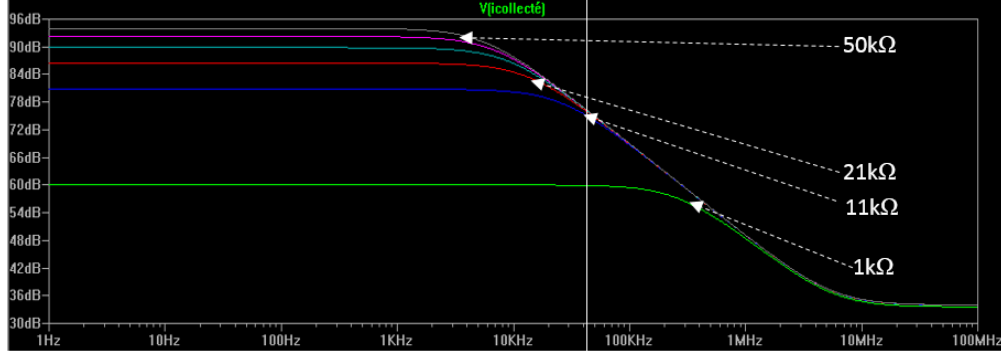


FIGURE 4.6 – Diagrammes d'amplitude du gain de l'amplification du courant collecté pour différentes valeurs de résistance de mesure

A partir de ces caractérisations, nous avons choisi une résistance de mesure R_{mes} égale à $10\text{ k}\Omega$ pour les mesures de courant d'ions résolues en temps par RPA.

4.1.5 Détermination des temps de vol

L'utilisation combinée d'un interrupteur rapide et d'un analyseur électrostatique permet la mesure du temps de vol des espèces ionisées. La contribution respective des différentes particules au courant d'ions sera déduite de ces mesures. L'analyseur (RPA) est placé en face du moteur sur l'axe à une distance suffisante pour séparer les pics ici le RPA est à 73 cm du plan de sortie du moteur, distance limitée par les dimensions du caisson. Le moteur étudié est le PPI et la condition de décharge est la même que précédemment ($U_d = 220\text{ V}$, $D_{Xe} = 8,2\text{ sccm}$, $I_d = 0,87\text{ A}$, $V_c \approx -20\text{ V}$).

Le temps de vol d'un ion i une fois chargé entre son lieu de création et la position du RPA est noté t_{i+} et défini par la relation suivante :

$$t_{i+} = \tau_a - \delta t_e + \tau_b \quad (4.5)$$

* τ_a correspond au temps entre l'instant d'ionisation et l'arrivée dans le plasma à V_p en champ lointain (entrée RPA) c'est-à-dire le temps nécessaire à l'accélération de l'ion. Au-delà de cette zone d'accélération, la vitesse des ions peut être considérée comme constante. Les mesures de fluorescence Induite par Laser ont montré que dans ces conditions, l'accélération des ions Xe^+ se termine à 35 mm (x_{acc}) du plan de sortie. La connaissance de ce dernier point permet de déterminer le temps τ_a .

$$x_{acc} = \frac{1}{2} \cdot \gamma_{acc} \cdot \tau_a^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{qE}{m_i} \cdot \tau_a^2 \quad (4.6)$$

Avec γ_{acc} : accélération ($m.s^{-2}$), E : champ électrique ($V.m^{-1}$) et m_i : masse de l'ion (kg)

Le potentiel de création moyen des ions pour la condition étudiée a été mesuré à 73 cm et est de 178 V (cf. figure 3.13). Or la tension d'anode est égale à 200 V ($U_d - V_c$) d'où une chute interne de potentiel entre l'anode et la zone d'ionisation de 12 eV. Le potentiel plasma dans le caisson est estimé à 10 eV, on obtient ainsi une énergie cinétique (E_{ic}) de 168 eV. Ce qui donne :

$$\tau_a = 4,45 \mu s \text{ pour un ion de xénon une fois chargé } (Xe^+)$$

$$\tau_a = 3,15 \mu s \text{ pour un ion de xénon deux fois chargés } (Xe^{++})$$

* τ_b correspond au temps nécessaire à un ion en fin d'accélération pour parcourir la distance (Δx) qui le sépare de l'entrée du RPA (ici 69,5 cm). La vitesse finale des ions est alors déduite de l'équation suivante :

$$qE_{ic} = \frac{1}{2}mv_i^2 \quad (4.7)$$

Ce temps est égal à $\frac{\Delta x}{v_i}$ et on obtient ainsi :

$$\tau_b = 44,2 \mu s \text{ pour un ion de xénon une fois chargé } (Xe^+)$$

$$\tau_a = 31,3 \mu s \text{ pour un ion de xénon deux fois chargés } (Xe^{++})$$

* δt_e correspond au temps mis par les électrons issus de l'ionisation pour arriver à l'anode. Ce temps est inférieur à la μs et sera donc négligé dans le calcul. En tenant compte des différents temps calculés ci-dessus, on trouve les temps de vol suivants :

$$t_{Xe^+} = 48,65 \mu s \text{ pour un ion de xénon une fois chargé } (Xe^+)$$

$$t_{Xe^{++}} = 34,45 \mu s \text{ soit } \frac{t_{Xe^+}}{\sqrt{2}} \text{ pour un ion de xénon deux fois chargés } (Xe^{++})$$

4.1.6 Identification des pics

Les signaux de courant d'ions sont enregistrés sur l'oscilloscope Tektronix TDS 51 04 à travers la résistance R_{mes} . Le courant d'ions collecté est de l'ordre du μA et R_{mes} égale à $10\text{ k}\Omega$ donc le signal utile à l'entrée de l'oscilloscope a une intensité de l'ordre du mV. La perturbation engendrée par le moteur est forte, en conséquence le rapport signal sur bruit est très faible.

Pour obtenir des signaux exploitables avec un bon rapport S/B, un moyennage sur un grand nombre d'événements est nécessaire. Le déclenchement de l'enregistrement coïncide avec le moment de l'interruption. La figure 4.7 montre les signaux enregistrés après un moyennage sur 1024 acquisitions.

L'interruption du courant de décharge entraîne un puissant rayonnement électromagnétique qui se traduit par une forte perturbation sur le signal du courant d'ions. Le temps d'interruption est fixé à $10\text{ }\mu s$, et le RPA positionné à 73 cm du plan de sortie du moteur. On observe l'apparition de deux pics distincts sur l'allure du courant d'ions collectés. Le pic principal c'est-à-dire le plus intense, est caractéristique de l'arrivée des ions Xe^+ et le pic secondaire est relatif aux ions doublement chargés Xe^{++} .

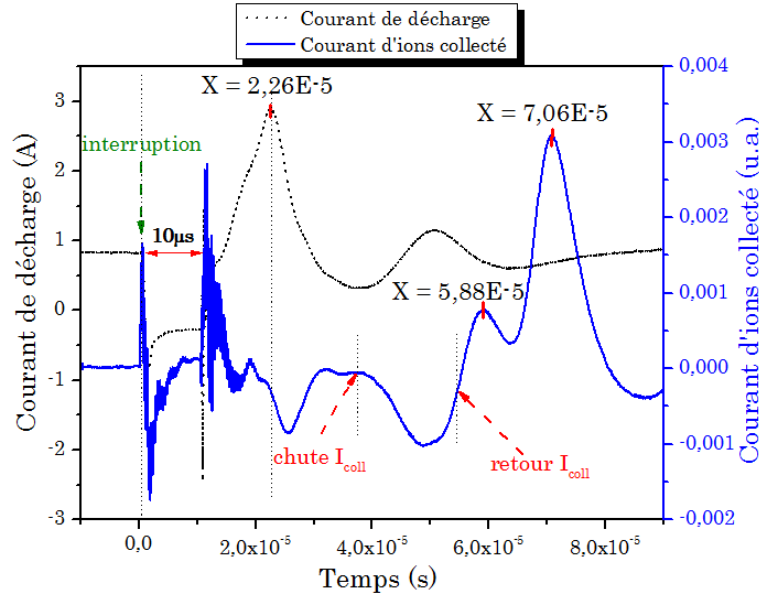


FIGURE 4.7 – Les signaux de courant de décharge et de courant d'ions résolus en temps pour la mesure du temps de vol des ions d'une décharge de Xe pur à 73 cm du plan de sortie sur l'axe - PPI

Si l'on néglige le temps de parcours des électrons de la zone d'ionisation à l'anode, on peut considérer que le moment du maximum de la première oscillation du courant de décharge correspond à l'instant d'ionisation c'est-à-dire qu'on prendra cet instant comme origine des temps.

Le temps de vol mesuré est alors de $48\text{ }\mu s$ pour Xe^+ au lieu des $48,65\text{ }\mu s$ calculés et de $36,2\text{ }\mu s$ au lieu de $34,45\text{ }\mu s$ pour Xe^{++} soit des valeurs équivalentes pour les Xe^+ et un écart de plus $1,5\text{ }\mu s$ les pour Xe^{++} . Cela indique que les ions doublement chargés sont moins accélérés que ceux chargés une fois.

En considérant de cet écart de temps de vol, on estime la différence d'énergie entre les ions Xe^+ et les ions Xe^{++} à 18 eV. Cette différence d'énergie est tout à fait cohérente et nous reviendrons sur ce point un plus loin dans le chapitre.

En effet, le calcul du temps de vol pour les ions doublement chargés se base sur l'hypothèse d'un potentiel de création similaire pour tous les ions. Or la probabilité d'avoir des électrons suffisamment énergétiques pour ioniser des atomes de Xe en une seule collision est très faible. On peut alors supposer que les ions doublement chargés sont obtenus par une double ionisation en deux étapes.

L'atome de Xe est ionisé une première fois par collision électronique à un potentiel équivalent au potentiel moyenne de création soit $V_0 = 178$ V. L'ion Xe^+ ainsi créé débute son accélération avant de subir une seconde collision dans une zone plus en aval de l'anode donc à un potentiel plus bas V_1 inférieur à V_0 . Du fait que les ions Xe^+ ont une certaine vitesse lors de la deuxième collision, la probabilité de création d'ions doublement chargés est limitée. La part des ions multichargés dans le faisceau d'ions varie entre 10 et 20% comme publié dans certains articles [98] [99] [102] [103][104].

Ces analyses montrent que l'on peut utiliser les signaux transitoires du RPA pour l'identification des espèces dans le jet. Les temps de vol temps de vol des espèces calculés et mesurés sont cohérents. Cette technique sera utilisée plus loin pour la caractérisation des décharges Xe-Ar

4.1.7 Détermination du temps d'interruption optimal

La durée de l'interruption est l'un des points critiques de la méthode pour la résolution temporelle des signaux de courant d'ions. En effet, le choix du temps d'interruption est guidé par le comportement dynamique de la décharge et par le type d'investigation souhaitée. Ainsi pour la mesure du temps de vol des particules ionisées, le temps d'interruption est conditionné par deux limites principales :

- La durée de la coupure est suffisante pour permettre une séparation suffisante du temps des arrivées au collecteur des différentes espèces en fonction de leur charge et de leur masse. A cette distance de 70 cm, empiriquement lorsque la durée est inférieure à 8 μs , il peut y avoir confusion sur la nature des ions recueillis. Comme le montre la figure 4.8, plus le temps d'interruption est long plus les pics caractéristiques de l'arrivée des ions sont bien définis. Les temps de vol des ions Xe^{++} et des Xe^+ sont similaires quel que soit la durée de l'interruption. Cependant l'augmentation continue du temps de coupure n'est pas une solution car il existe également une limite haute au temps de coupure.
- Dans nos conditions expérimentales, la durée d'interruption maximale observée se situe autour de 18 μs , au-delà le maintien de la décharge n'est plus assuré. L'extinction de la décharge est la conséquence soit d'une surintensité due au pic transitoire qui augmente avec le temps de coupure, soit d'une chute trop importante de la densité électronique dans la décharge.

Dans la première hypothèse, le courant dépasse largement le courant limite supporté par l'alimentation électrique utilisée, cette dernière se met alors en court-circuit.

Dans la deuxième hypothèse, le redémarrage de la décharge est inhibé par l'insuffisance d'élec-

trons dans la décharge : le champ électrique ne se rétablit pas dans le canal. Dans les deux hypothèses la conséquence reste la même : la décharge s'éteint.

Par la suite nous admettrons un temps d'interruption égal à $10\ \mu\text{s}$: compromis entre une bonne résolution temporelle et un rapprochement des régimes d'interruption et stationnaires (c.f. figure 4.4).

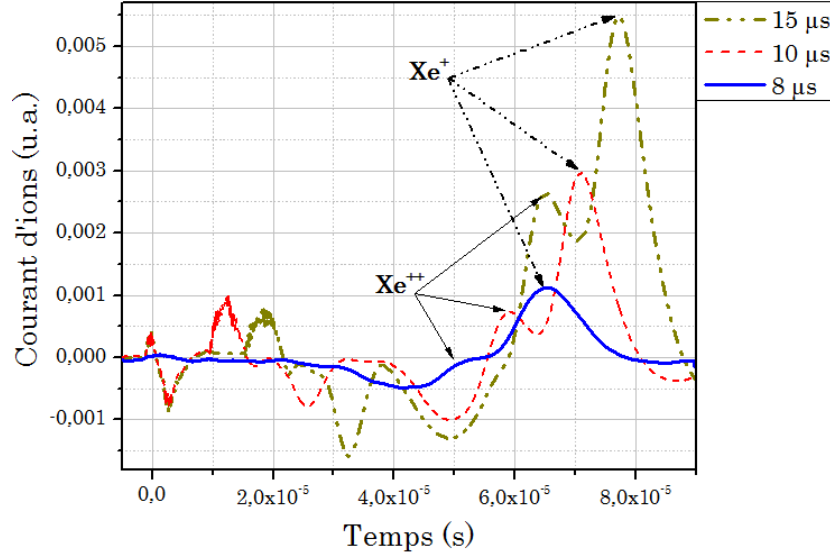


FIGURE 4.8 – Evolution des signaux de courant d'ions résolus en temps pour la mesure du temps de vol des ions en fonction du temps d'interruption.

Ces premières mesures ont montré une concordance entre les résultats expérimentaux et les estimations. Sous réserve de certaines précautions de mesure, la méthode dite « d'interruption » pour la résolution temporelle des signaux de courant d'ions a été validée et permet d'accéder à des informations physiques sur le flux d'ions.

4.1.8 Méthode dite « d'oscillations »

Il a été montré que l'interruption courte du courant de décharge conduit à une accumulation de neutres dans le canal qui induit des oscillations transitoires (basé sur un phénomène de type proie-prédateur) avant un retour à l'équilibre plus ou moins rapide selon le temps d'interruption et la stabilité de la décharge en régime stationnaire. Ces oscillations transitoires sont similaires aux oscillations dite 'naturelles' notamment dans d'un régime à fortes oscillations.

Partant de cette constatation, l'idée est venue de s'appuyer sur les oscillations naturelles du plasma afin d'effectuer la résolution temporelle des mesures de courant d'ions en ce qui concerne les régimes de type « oscillation » ou « pulsé ». Même si, des mesures d'imagerie ont montré que le courant d'anode ne s'éteint pas totalement dans un régime « pulsé » [105].

Cette étude est faite sur le PPI. Il nous a été possible de trouver des conditions où les régimes « calme » et « oscillation » peuvent exister pour des paramètres de décharge très voisins. La tension de décharge est égale à 220 V, le débit de xénon est de 8,2 sccm pour un courant de

décharge 0,87 A. La pression et le fonctionnement de la cathode sont stationnaires. Le RPA est toujours positionné à 73 cm du plan de sortie sur l'axe du moteur.

Les évolutions temporelles restant dans le même domaine de fréquence, nous utiliserons le même circuit d'acquisition du signal ($R_{mes} = 10\text{ k}\Omega$) que la méthode précédente. Les signaux de courant d'anode et de courant d'ions sont mesurés simultanément. L'oscilloscope est synchronisé sur le courant d'anode $I_a(t)$. Le niveau de déclenchement est choisi assez élevé pour sélectionner des événements reproductibles afin que la moyenne statistique puisse refléter un sens physique proche l'instantanée du signal mesuré. Cependant, au vu du nombre d'événements requis pour le moyennage (1024 à 2048 échantillons), le niveau de déclenchement ne pourra pas dépasser un certain seuil afin de limiter le temps d'acquisition.

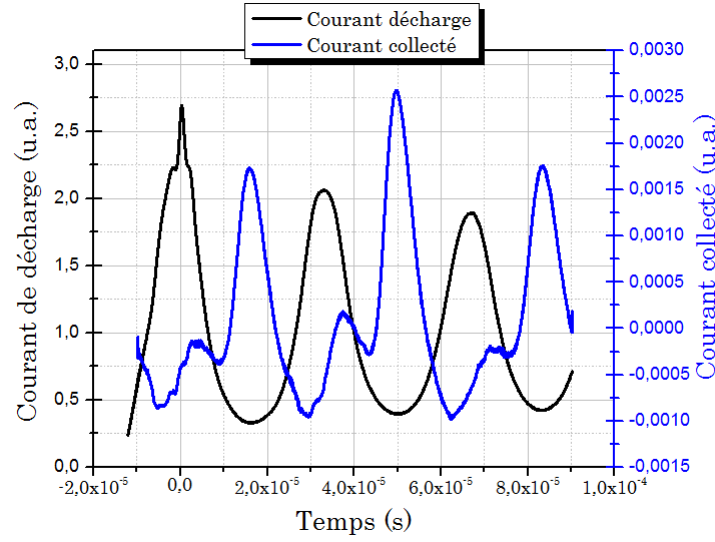


FIGURE 4.9 – Evolution du profil de courant d'ions résolu en temps pour la mesure du temps de vol des ions dans la méthode dite « oscillation »

La figure 4.9 illustre l'évolution du courant d'ions et de décharge résolus dans le temps avec la méthode dite « oscillation ». On s'intéressera particulièrement aux pics conséquents à la première oscillation. L'allure des signaux révèlent des lobes caractéristiques de l'arrivée des ions Xe^{++} et Xe^+ similaires à ceux obtenus dans la méthode « interruption ».

La comparaison des composantes alternatives des signaux temporels de courant de décharge et d'ions mesurés grâce aux deux méthodes (« interruption » (a) et « oscillation » (b)) est faite sur la figure 4.10 : les mesures sont effectuées séparément puis les signaux superposés.

Le temps du maximum des pics de courant de décharge est considéré correspondant à l'instant de l'ionisation du gaz. Cette référence est retenue pour le recalage temporel des signaux. Du point de vue temporel, la superposition des signaux révèlent que les arrivées des Xe^+ et Xe^{2+} au collecteur dans les méthodes « oscillation » et « interruption » sont concomitantes.

Et du point de vue des intensités, les signaux de courant d'ions sont superposés en respectant une ligne de base cohérente notamment par la prise en compte du retour de courant d'ions après l'interruption comme représentés sur la figure 4.11 : le rapport des intensités des pics

est quasi-similaire dans les deux méthodes [106].

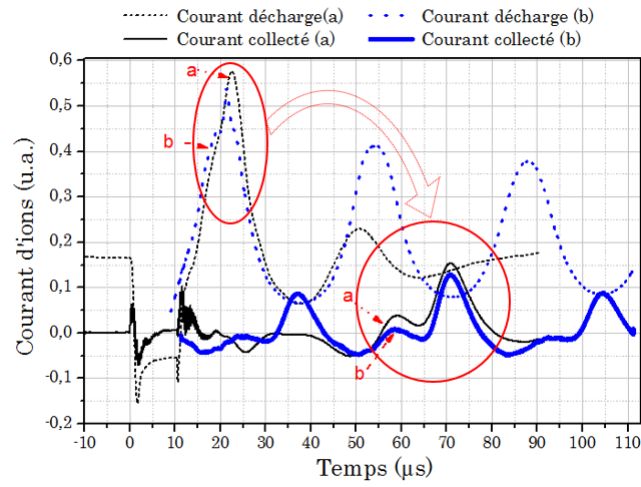


FIGURE 4.10 – Comparaison des signaux de courants de décharge et d'ions résolus en temps obtenus en : (a) Régime oscillant spontané du moteur ; (b) Régime calme interrompu avec un retour rapide à l'état stationnaire

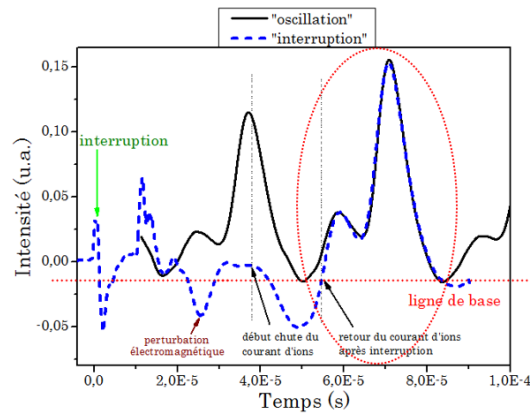


FIGURE 4.11 – détail de la figure (4.10) Comparaison des signaux de courant d'ions résolu en temps obtenus en utilisant les 2 méthodes avec réajustement de la ligne de base dans la méthode « interruption »

Conclusion :

Les mesures effectuées ont permis de mettre en évidence la similarité physique entre les deux régimes : oscillations créées grâce à l'interruption de la décharge et celles dite 'naturelles'. Les résultats obtenus par les deux méthodes sont concordants. Ainsi les signaux de courants d'ions seront exploités tant pour un régime de décharge de type « calme » que pour un régime de type « oscillation » ou « pulsée », pour l'identification des ions par temps de vol. La facilité

de sa mise en œuvre en fait un outil très intéressant pour le diagnostic du faisceau d'ions des PEH.

Toutefois cela nécessite de prendre des précautions de mesures afin d'éviter des aberrations sur l'interprétation des signaux liées au très faible rapport signal/bruit.

4.2 Caractérisation physique du jet d'ions du PPI-Mag et du PPI250

4.2.1 Evolution du courant d'ions résolu en temps dans un plasma de mélange Xe-Ar (PPI 250)

La méthode des mesures de courant d'ions résolue temporellement est utilisée pour différencier les évolutions de chacune des espèces présentes dans le faisceau d'ions en ce qui concerne les plasmas de mélange de gaz (Xe-Ar).

Ainsi cela permettra de suivre séparément l'évolution de l'ionisation des différents atomes. La distribution énergétique de chaque espèce pourra également être étudiée indépendamment des autres.

L'étude est faite sur les deux moteurs : le PPI 250 et le PPI-Mag dans sa version « B élargi ». Nous utiliserons les deux méthodes (interruption et oscillation) les régimes de décharge sont différents pour les 2 moteurs alors que la condition étudiée reste la même. Le régime de la décharge est de type « pulsé » concernant le PPI-Mag et « calme » concernant le PPI.

Mise en évidence de l'arrivée des ions Ar^+

Dans la section précédente, les mesures de courant d'ions résolues dans le temps ont été effectuées pour un plasma de Xe pur et ont permis de mettre en évidence la présence d'ions multichargés dans le jet grâce notamment à l'identification des espèces par leur temps de vol. Par la suite, un flux d'argon est additionné à une décharge initialement amorcée en Xe. Dans un but de déterminer la présence ou non d'ions Ar dans le faisceau en réponse à cette injection de flux d'argon, la même méthode d'interruption a été utilisée pour l'étude des décharges Xe-Ar.

Les paramètres de la décharge sont les suivantes : $U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $D_{Ar} = 8$ sccm, $I_d = 1,72$ A, $V_c \approx 20$ V. Le régime de décharge du PPI est de type « calme » donc la méthode "d'interruption" est utilisée. L'analyseur est placé à une distance de 73 cm du plan de sortie du moteur. Le potentiel de la grille de répulsion V_{RPA} est fixé à 100 V car le courant d'ions évolue très peu en deçà de cette valeur (cf figure 3.11).

La figure 4.12 montre l'allure du courant de décharge et du courant d'ions en fonction du temps. La mesure a nécessité un moyennage sur 2048 échantillons. Les signaux ont aussi subi un lissage numérique (moyenne glissante sur 10 pas) pour atténuer l'intensité du bruit UHF tout en conservant la forme utile du signal. Les mesures sont synchronisées sur le moment de l'interruption du courant de décharge. Le signal du courant d'ions entre 0 et $40 \mu s$ est un signal de perturbation électromagnétique qui apparaît toujours et qui n'est pas interprété. On s'intéresse au signal à partir de $45 \mu s$: 3 composantes bien distinctes et d'intensité différente apparaissent sur le profil du courant d'ions.

Le premier pic (d'un point de vue temporel) n'apparaissait pas sur le profil du courant dans le cas de la décharge Xe. Il est observé uniquement à la suite de l'injection du flux d'argon et

semble consécutif à l'arrivée des ions Ar^+ au collecteur de l'analyseur. Pour confirmer cette observation, le temps de vol des différentes espèces est mesuré avec comme origine des temps, le moment du maximum du courant de décharge.

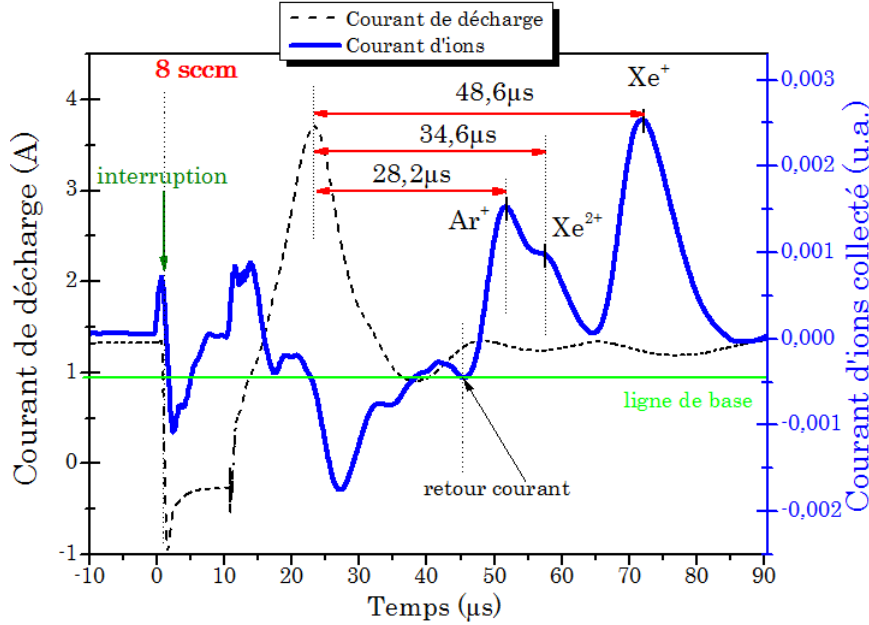


FIGURE 4.12 – Évolution des signaux du courant de décharge et du courant d'ions en fonction du temps obtenus par la méthode d'« interruption » pour une condition de décharge ($U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $D_{Ar} = 8$ sccm $I_d = 1,72$ A, $V_c \approx -20$ V). RPA à 73cm sur l'axe et $V_{RPA} = 100$ V - PPI

Les temps de vol mesurés confirment que le deuxième pic qui apparaît comme un épaulement sur le premier est lié ions Xe^{++} .

Le troisième et dernier pic ayant l'intensité la plus élevée, correspond à l'arrivée des ions Xe une fois chargée (Xe^+). On observe également que le temps de vol de ces deux dernières populations mesuré dans la décharge Xe-Ar est similaire à celui mesuré dans le cas du plasma de Xe pur.

Cela indique que l'ionisation du xénon se fait au même endroit (potentiel plasma V_p similaire) en dépit de l'ajout d'argon comme sembler l'indiquer la très faible modification de l'énergie moyenne des ions (cf. figure 3.13).

Le chevauchement des deux premiers pics pourrait être évité en positionnant l'analyseur plus loin du moteur. Cependant les dimensions du caisson ne nous permettent pas d'augmenter la distance entre la source et le RPA.

Pour s'assurer que le premier pic est relatif aux ions d'Ar, nous évaluons leur temps de vol en posant l'hypothèse suivante :

Hypothèse : les zones d'ionisation des atomes d'argon et de xénon sont localisées au même endroit. Dans ce cas tous les ions subissent le même potentiel d'accélération. Ce qui donne la relation suivante :

$$q \cdot E_{ic} = \frac{1}{2} m_{Ar} v_{Ar^+}^2 = \frac{1}{2} m_{Xe} v_{Xe^+}^2 \quad (4.8)$$

D'où

$$\frac{m_{Ar}}{m_{Xe}} = \frac{v_{Xe^+}^2}{v_{Ar^+}^2} \quad (4.9)$$

Sachant que le temps nécessaire aux ions en fin d'accélération pour atteindre l'entrée du RPA est égal à $\tau_b = \Delta x / v_i$, le rapport des temps de vol des espèces peut s'exprimer comme suit :

$$\frac{t_{Xe^+}}{t_{Ar^+}} = \sqrt{\frac{v_{Ar^+}}{v_{Xe^+}}} = \sqrt{\frac{m_{Xe}}{m_{Ar}}} = \sqrt{\frac{131,29}{39,9}} \approx 1,814 \quad (4.10)$$

D'après l'hypothèse choisie, le temps de vol des ions Ar^+ serait égal à $t_{Xe^+}/1,814$ soit $26,8 \mu s$. Ce résultat est proche de la valeur mesurée, néanmoins on note un écart d'environ $1,4 \mu s$. Cela supposerait que les atomes d'argon soient ionisés un peu en aval de la zone d'ionisation des atomes de xénon. Ces résultats sont à rapprocher de ceux obtenus sur l'élargissement de la FDEI qui montrent une dispersion énergétique plus importante lorsqu'on injecte un débit de 8 sccm dans le plasma de Xe (cf. figure 3.17).

Les temps de vol des ions mesurés et estimés sont résumés dans le tableau suivant :

Espèce	Temps de vol mesurés	Temps de vol estimés
Xe^+	48,6 μs	48,65 μs
Xe^+	34,6 μs	34,45 μs
Xe^+	28,2 μs	26,8 μs

En résumé :

Les résultats démontrent sans aucune ambiguïté la contribution des ions Ar^+ dans l'augmentation du courant d'ions total pour cette condition de décharge Xe-Ar. L'ionisation de l'argon reste moins efficace que celle du xénon (débit volumique quasi similaire).

La mesure des temps de vol indiquent que les ions Ar ne s'ionisent pas au même endroit dans le canal que les ions Xe, d'où un élargissement de la zone d'ionisation. Mais cela reste à confirmer notamment par la détermination de la distribution énergétique de chaque espèce.

Contribution des différentes espèces au courant d'ions total

Dans le chapitre précédent, nous avons basé notre raisonnement sur l'hypothèse selon laquelle l'augmentation du courant d'ions collecté sur l'axe après l'addition de l'argon est uniquement relative à l'ionisation de ce dernier. Cette hypothèse ne prend donc pas en compte la possibilité d'une ionisation renforcée du xénon ou d'une présence accrue d'ions multichargés.

Dans la présente section, l'évolution du courant d'ions de chacune des particules présentes dans le jet est étudiée. La méthode « d'interruption » nous permettra de collecter le courant d'ions non pas moyenné mais résolu en temps c'est-à-dire la discrimination des espèces par leur temps de vol. Tous les paramètres de la décharge ($U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $V_c \approx -20$ V) restent non modifiés mis à part le débit d'argon qui varie de 0 à 6 sccm. La pression du caisson $P_{caisson}$ varie de 5.10^{-5} mbar pour la décharge Xe pur à 2.10^{-5} mbar pour 6sccm d'argon additionné.

Remarque : *Nous n'attendons pas une précision à moins de 10% en ce qui concerne la méthode utilisée pour la quantification des espèces en raison d'une part de la transparence des grilles du RPA qui n'est pas nécessairement la même pour toutes les espèces et d'autre part de l'intégration des pics qui peut induire des erreurs. Cela est néanmoins suffisant pour définir la composition atomique de la plume. Les résultats obtenus seront comparés avec ceux connus dans la littérature.*

Les figures en 4.13 présentent les différents signaux de courant de décharge et de courant d'ions résolus en temps pour toutes les conditions étudiées. On observe ainsi l'évolution de l'allure du courant d'ions lorsque le débit d'argon augmente.

Du point de vue du courant de décharge

L'allure du courant de décharge montre que le régime de fonctionnement est de type calme avant l'interruption. La coupure du champ électrique fige le transport des particules ce qui a pour conséquence une accumulation des neutres dans le canal. On remarque alors, après le retour du champ électrique, l'apparition d'oscillations amorties de basse fréquence sur le profil du courant de décharge. Puis le régime stationnaire de la décharge se rétablit après quelques oscillations.

Cependant on observe que ces oscillations s'amortissent plus rapidement lorsque le débit d'argon et le débit total de gaz augmente. Or nous savons que le retour à l'équilibre se fait plus rapidement lorsque la décharge est naturellement calme. On en déduit que les décharges Xe-Ar sont plus stables que la décharge Xe.

Ceci peut s'expliquer par le fait que la vitesse thermique des atomes d'argon étant 1,8 plus importante que celle des Xe, le surplus de flux de neutres d'argon s'évacue plus rapidement du canal, limitant ainsi l'intensité des oscillations suivant la première bouffée.

Du point de vue du courant d'ions

Lorsqu'un débit d'argon de 1 sccm est injecté, seuls les deux pics liés aux Xe^+ et Xe^{++} sont clairement observés, la composante correspondante aux ions Ar^+ est peu observable. Ensuite à partir de 2 sccm d'argon, on observe l'apparition d'un épaulement sur le pic Xe^{++} . Cet épaulement s'accroît ensuite, au fur et à mesure que le débit d'argon augmente. De plus le temps entre le maximum de ce pic et le maximum du courant de décharge fluctue entre 29,4 et 29,9 μs soit à 3 μs près le temps de vol des Ar^+ calculé auparavant (26,8 μs) (§4.2.1.1). Ce qui permet d'attribuer ce pic au groupe des ions Ar^+ . Les temps de vol des ions Xe^+ et Xe^{++} sont très peu modifiés par l'ajout d'argon.

Pourquoi un décalage temporel pour les ions Ar^+ ?

Le temps de vol mesuré des ions Ar^+ est supérieur au temps de vol évalué de près de $3 \mu s$ pour le maximum. Cette différence est relativement importante et certainement due à l'hypothèse choisie d'une localisation similaire pour l'ionisation de tous les atomes dans la décharge Xe-Ar.

Il existe aussi d'autres paramètres pouvant être à l'origine de ce décalage temporel comme :

1. une diminution du potentiel plasma V_p qui diminuerait l'énergie potentielle des ions Ar^+ . Cependant le fait que le temps de vol des Xe^+ reste non modifié réfute cette hypothèse.
2. Les possibles erreurs sur le positionnement du RPA : $\pm 1 cm$, ce qui induit un décalage temporel inférieur à $\pm 0,5 \mu s$.

L'hypothèse la plus probable reste alors une différence dans la localisation des zones d'ionisation des atomes de Xe et d'argon. De ce fait, les ions Ar^+ ne subissent pas le même champ accélérateur que les ions Xe^+ . Les ions Ar^+ accusent un retard d'environ $3 \mu s$ sur le temps estimé, ce qui donne une différence de potentiel de création de 30 V avec les ions Xe^+ . Les ions Ar^+ seraient donc ionisés plus en aval de la zone d'ionisation des atomes de xénon, ce qui limite leur potentiel d'accélération. Nous verrons plus loin si une corrélation est possible avec l'analyse en énergie.

Quantification du courant ionique pour chaque espèce

Afin de quantifier la contribution relative de chaque espèce ionisée, nous avons choisi d'intégrer l'aire sous la courbe de chacun des pics.

Pour ce faire nous nous sommes aidés du logiciel de traitement de données Origin Pro qui permet, à partir de la définition d'une ligne de base (fixée par l'utilisateur) et du centre des pics, de calculer l'intégrale du signal.

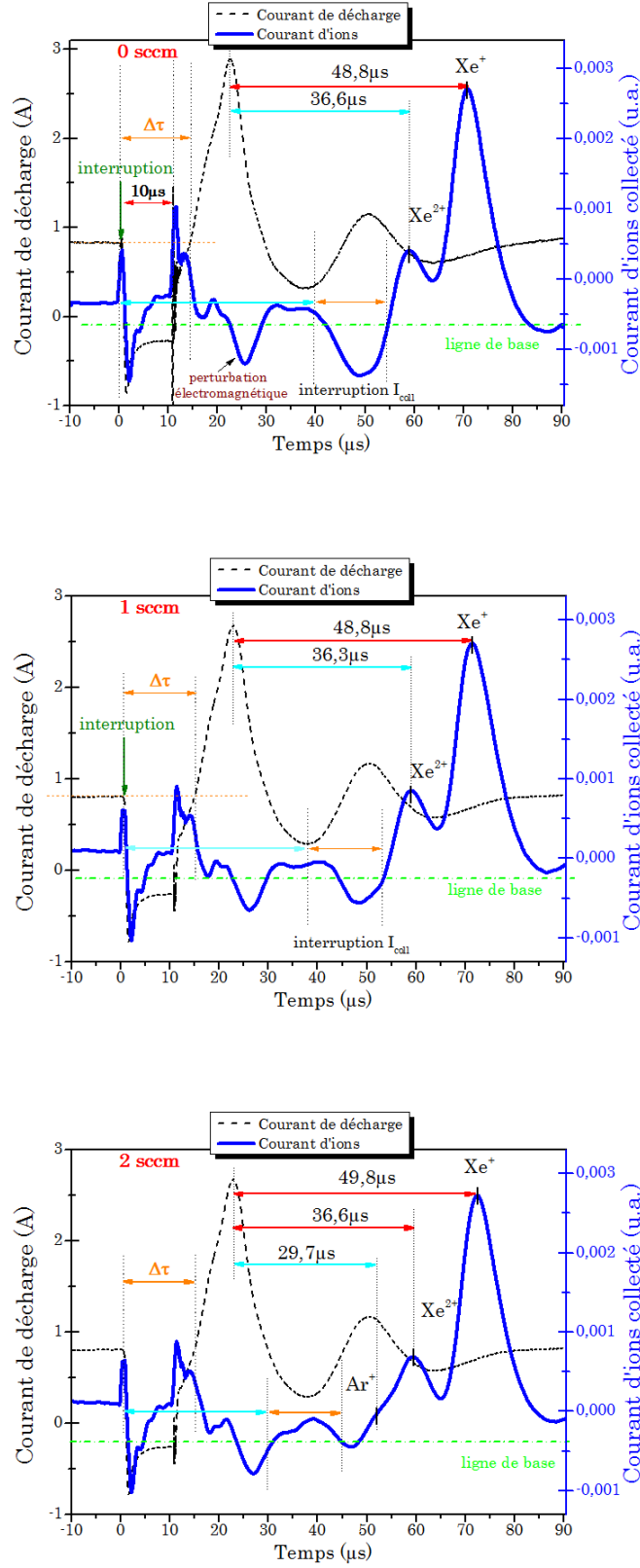
Ainsi toute la problématique réside sur la définition d'une ligne de base cohérente pour chaque profil. Cette étape est très importante car plusieurs raisonnements sont possibles et la justesse des contributions repose là-dessus. Nous avons nous choisi l'interprétation suivante :

Lorsque le courant de décharge est interrompu, le courant d'ions collecté ne chute pas instantanément car les derniers ions créés et accélérés avant l'interruption mettent un certain temps pour parcourir le trajet jusqu'au RPA.

Ainsi pour définir le début de la chute de courant d'ions au niveau du RPA, on prend le temps de vol des ions les plus rapides présents dans le plasma c'est-à-dire ici les ions d'argon. Cela veut dire que l'on considère le début d'interruption du courant d'ions après ce temps.

Nous avons alors défini la ligne de base pour tous les signaux en tenant compte du retour du courant d'ions après l'interruption c'est-à-dire que la ligne de base est positionnée au niveau d'intensité où se retrouve le courant d'ions après les $10 \mu s$ d'interruption.

Sauf que l'on observe sur l'allure du courant de décharge que le retour du courant à son niveau d'intensité d'avant interruption est effectif après une durée légèrement supérieure à $10 \mu s$. En conséquence on prendra en compte ce temps noté $\Delta\tau$ pour fixer la ligne de base des intensités.



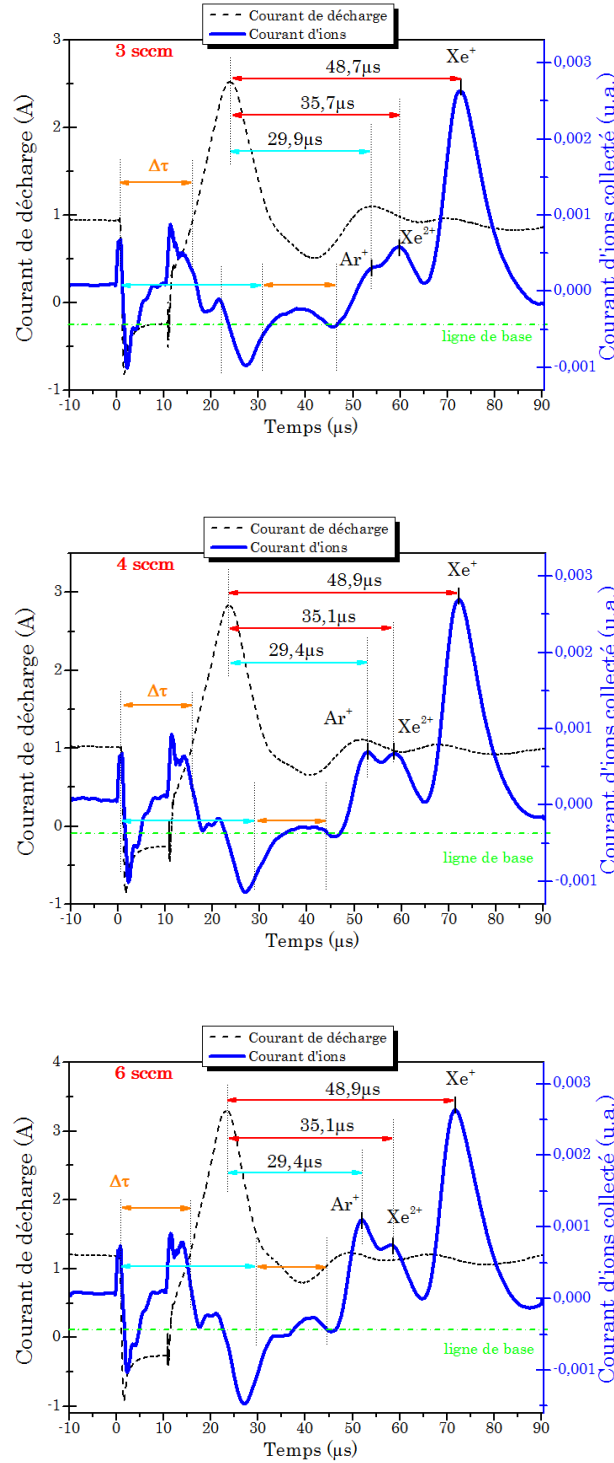


FIGURE 4.13 – Evolution des signaux du courant de décharge et du courant d'ions résolus dans le temps et obtenus par la méthode d'« interruption » pour plusieurs conditions de décharge Xe-Ar ($U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 6 sccm, $V_c \approx -20$ V). RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI

Nous effectuerons une comparaison entre l'évolution du courant d'ions total moyenné dans le temps et la somme des différentes contributions pour valider ou non le choix de la ligne de base.

Probabilité d'ionisation de l'argon

La figure 4.14 présente l'évolution des intégrales des trois composantes en fonction du débit d'argon dans la décharge. Ainsi, on remarque que :

- le courant d'ions Xe^{++} noté ($I_{Xe^{2+}}$) est quasi constant en fonction du débit d'argon.
- Le courant d'ions Xe^+ noté (I_{Xe^+}) quant à lui augmente de façon non négligeable lorsque le débit augmente. De 1 à 3 sccm d'Ar ajouté, on note une augmentation importante du courant I_{Xe^+} par rapport au flux d'ions mesuré dans la décharge en Xénon pur or le débit de Xénon demeure constant dans le plasma de mélange. Et à partir de 3 sccm d'argon l'augmentation du courant I_{Xe^+} semble se stabiliser en fonction du débit d'argon.
- Le courant d'ions Ar^+ noté (I_{Ar^+}) vaut 0 lorsque 1sccm d'argon est injecté dans la décharge. Et à partir de 2 sccm, le courant I_{Ar^+} augmente linéairement en fonction du débit d'argon et atteint le niveau du courant $I_{Xe^{2+}}$ à 4 sccm.

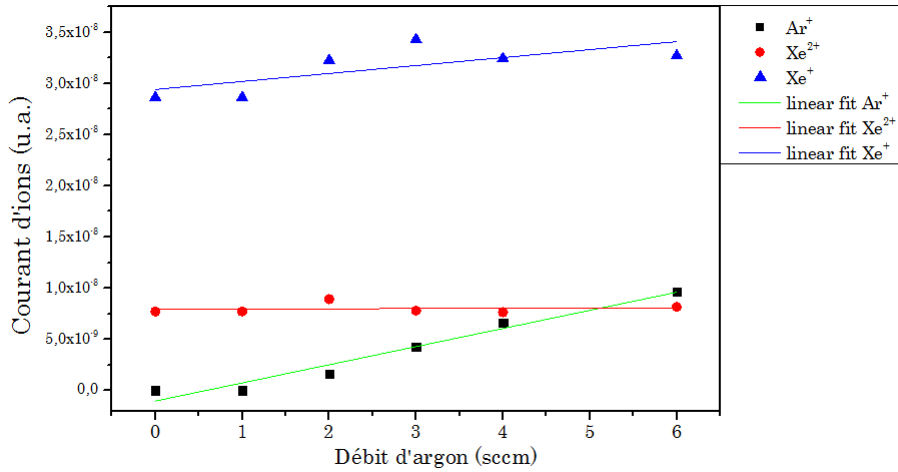


FIGURE 4.14 – Evolution des courants d'ions des différentes espèces ionisées présentes dans le faisceau d'ions en fonction du débit d'argon dans la décharge Xe-Ar (I_{Ar^+} , $I_{Xe^{2+}}$ et I_{Xe^+}) obtenus par le calcul de l'aire sous la courbe des pics [$U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, D_{Ar} = de 0 à 6 sccm, $V_c \approx -20$ V]. RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI

Intéressons-nous maintenant à la proportion de chaque espèce dans le courant total mesuré pour tous les points de fonctionnement comme présenté sur la figure 4.15.

Dans la décharge en Xe pur, la proportion d'ions multichargés représente 20% du courant ionique total collecté. Ce résultat est en accord avec les études antérieures menées sur ce type de moteur [99]. La proportion du courant $I_{Xe^{2+}}$ dans le courant total reste quasi-stable dans les autres conditions de décharge Xe-Ar.

A 6 sccm d'argon, le flux d'atomes d'argon représente 42% du flux total de gaz injecté à l'anode alors que la proportion des ions Ar^+ dans le courant d'ions total collecté ne représente que 20%. En se basant sur ce résultat et en supposant une divergence du jet constante, la probabilité d'ionisation de l'argon dans cette condition de plasma est proche de 0,5.

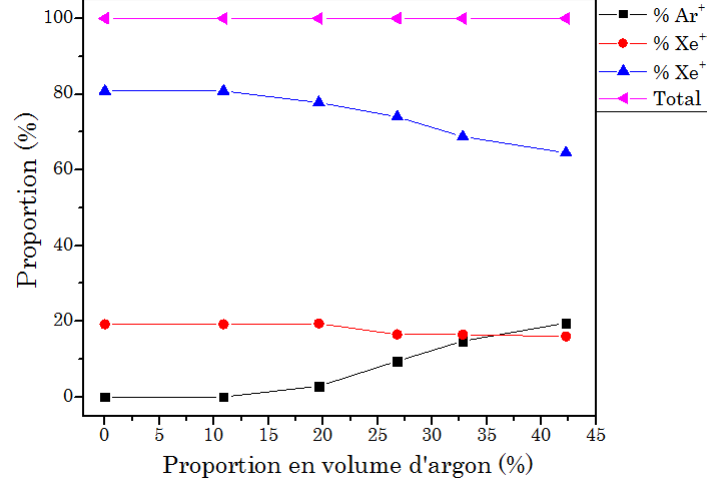


FIGURE 4.15 – Proportion de chacune des espèces ionisées dans le courant d'ions total pour les décharges Xe-Ar ($\%I_{Ar^+}$, $\%I_{Xe^{++}}$ et $\%I_{Xe^+}$) en fonction de la proportion d'argon dans le mélange [$U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 6 sccm, $V_c \approx -20$ V]. RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI

Corrélation des mesures de courant d'ions moyennées et résolues en temps

Prenons maintenant les notations pour les valeurs moyennes DC :

ΔI_{coll} = courant d'ions total mesuré dans les décharges Xe-Ar (I_{coll}) diminué du courant d'ions mesuré dans la décharge Xe pur (I_{collXe}).

Pour valider les évolutions des courants d'ions résolues temporellement, nous comparons ΔI_{coll} obtenu à partir des mesures moyennées (§3.11) à ΔI_{coll} obtenu à partir des mesures résolues en temps. En ce qui concerne les mesures résolues en temps, on obtient I_{coll} en faisant la somme de toutes les contributions (c'est-à-dire $I_{coll} = (I_{Ar^+}) + (I_{Xe^{++}}) + (I_{Xe^+})$).

La figure 4.16 (g.) illustre la comparaison des deux approches en présentant l'évolution du pourcentage d'augmentation du courant d'ions total déterminé par la relation suivante :

$$\%augmentation = \frac{\Delta I_{coll}}{I_{coll}} * 100 \quad (4.11)$$

Avec $\Delta I_{coll} = I_{coll} - I_{collXe}$

La figure 4.16 (d.) présente la proportion de chaque espèce dans cette augmentation.

L'évolution du courant d'ions mesurée suivant les deux approches (moyennée et résolue) montrent une forte concordance. On note néanmoins une certaine disparité sur les mesures notamment à 6 sccm d'argon dans le mélange, différence qui peut provenir de la modification de

fonctionnement du moteur au cours du temps. En effet il est très difficile d'obtenir exactement les mêmes conditions de fonctionnement car au cours du temps l'état de surface des céramiques changent. De plus les mesures moyennées en temps ont été faites sans interruption du courant de décharge. Ce résultat constitue néanmoins une bonne validation de la ligne de base pour les signaux résolus en temps.

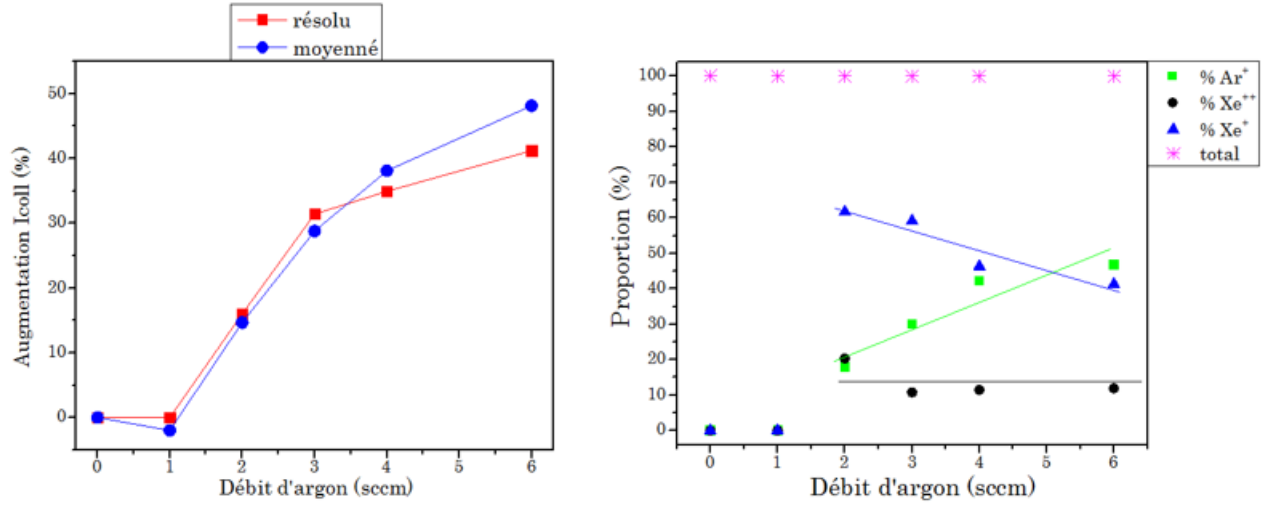


FIGURE 4.16 – (g.) Comparaison entre le courant créé avec l'addition du flux d'argon déduit des mesures moyennées dans le temps et celui déduit des mesures résolues dans le temps (d.) proportion de chacune des espèces dans ce courant créé. [$U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 6 sccm, $V_c \approx -20$ V]. RPA à 73 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI

A la suite d'une addition de 2 sccm d'argon, le courant d'ions I_{Xe+} contribue à hauteur de 62% dans le courant créé et les contributions des courants I_{Xe++} et I_{Ar+} sont quasi-similaires à environ 19%. Dans ce cas l'ajout d'argon dans le plasma de Xe permet d'augmenter le courant d'ions I_{Xe+} d'environ 10% alors que le débit de xénon reste fixe.

Et à partir de 3 sccm d'argon, l'augmentation du courant I_{Xe+} atteint un palier avec 17% d'ions Xe^+ en plus par rapport au plasma Xe pur. Ceci suggère qu'on atteint un taux d'ionisation important pour les atomes de xénon notamment dû à l'augmentation de la densité électronique (probabilité d'ionisation). A partir de ce débit, la part du courant I_{Ar+} dans le courant créé augmente avec le débit d'argon jusqu'à atteindre 47% de ΔI_{coll} à 6 sccm d'argon. La probabilité d'ionisation de l'argon est alors meilleure lorsque la densité atomique augmente.

Notons également que la contribution du courant I_{Xe++} reste quasi constante quel que soit le débit.

Apport qualitatif de la spectroscopie d'émission optique

Montage expérimental

L'émission optique du plasma donne des informations sur la nature des espèces présentes. La figure 4.17 illustre le dispositif expérimental utilisé pour recueillir l'émission du plasma dans le jet. Le spectromètre de la marque AVANTES-3648-USB2 utilisé permet de balayer un domaine spectral allant de 200 nm à 1100 nm avec une résolution de 1 nm. Les émissions optiques sont collectées à 3 mm du plan de sortie sur l'axe du canal et sont focalisées sur l'entrée d'une fibre optique reliée au spectromètre. L'intensité de l'émission I_0 des neutres est proportionnelle à la densité électronique :

$$I_0 = n_e \cdot n_0 < \sigma_{0exc} \cdot v_e > \cong f(n_e) \quad (4.12)$$

Ainsi l'émission des ions est équivalente à

$$I_i \cong f(n_e^2) \quad (4.13)$$

La spectroscopie d'émission optique permet avec la connaissance de la densité électronique, de la fonction de distribution en énergie des électrons dans le plasma et des sections efficaces d'excitation, de mesurer la densité absolue d'atomes.

La densité relative d'espèces quant à elle ne nécessite pas la détermination au préalable des tous ces paramètres physiques. L'étude qualitative du spectre permet d'identifier la nature des espèces présentes dans le volume sondé.

Les figures 4.18 & 4.19 montrent le spectre global de l'émission du plasma

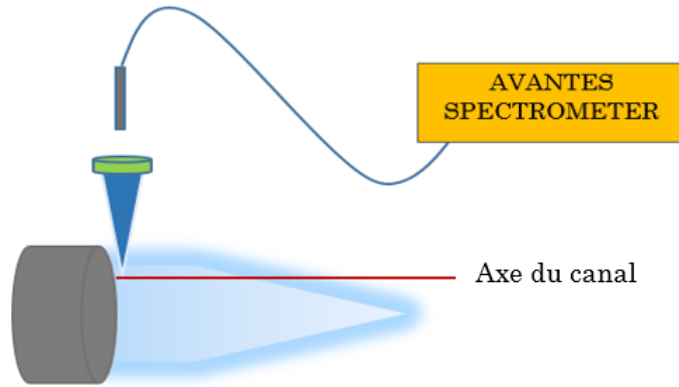


FIGURE 4.17 – Dispositif expérimental pour la spectroscopie d'émission optique

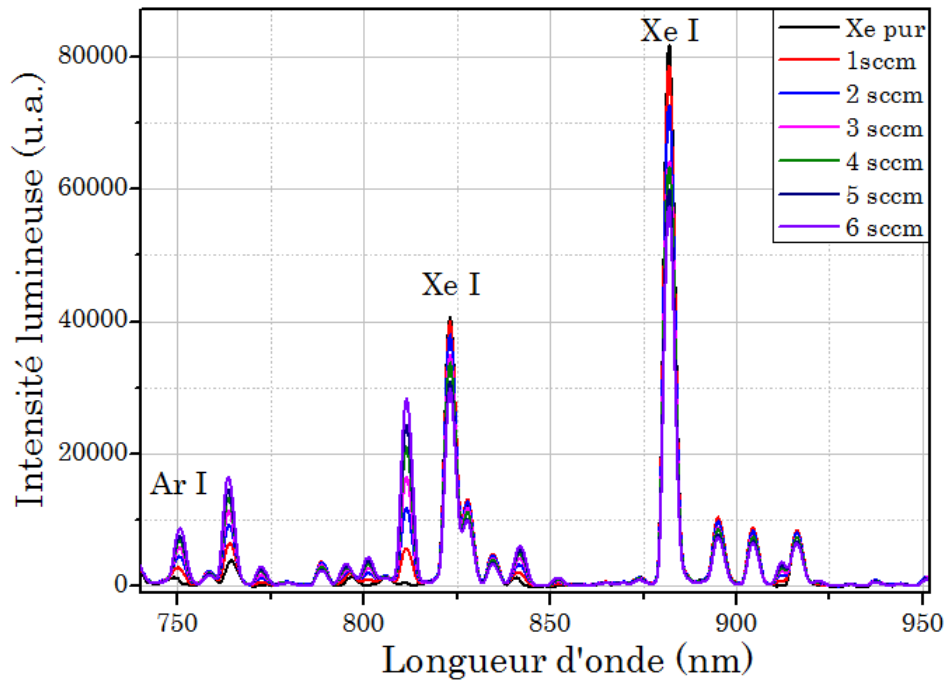


FIGURE 4.18 – Identification des raies de neutres Ar I et Xe I dans le spectre d'émission du plasma pour différents débits d'argon dans le mélange

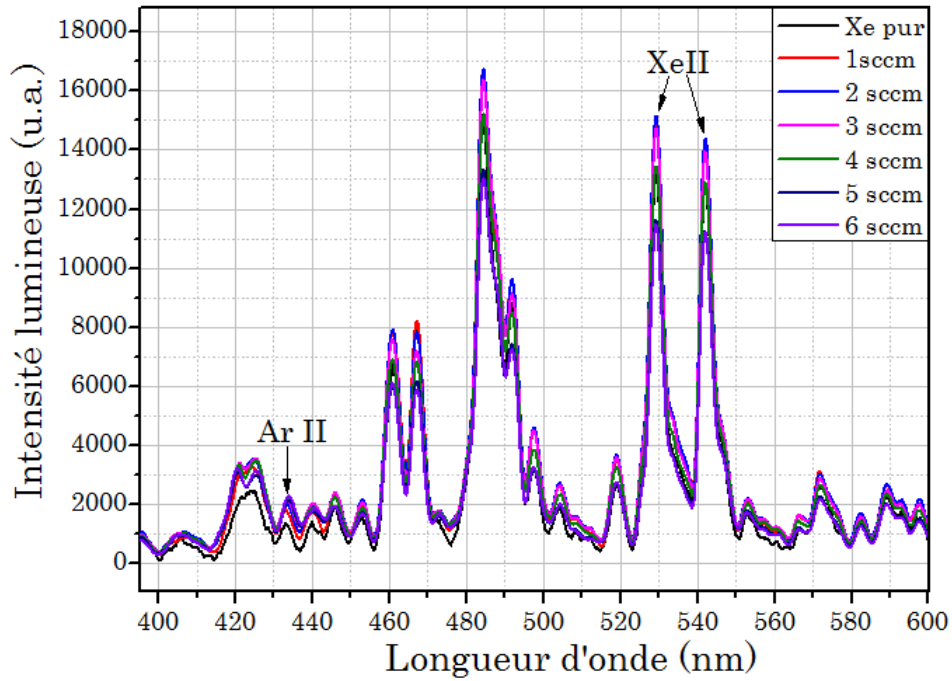


FIGURE 4.19 – Identification des raies de neutres Ar II et Xe II dans le spectre d'émission du plasma pour différents débits d'argon dans le mélange

Analyse : Evolution des raies Ar I Xe I Xe II et Ar II

Les figures 4.20 & 4.21 présentent les évolutions de l'intensité de plusieurs raies de Xe I, Xe II, Ar I et Ar II lorsque le débit d'argon augmente dans le mélange.

Pour les Xe II et le Xe I : Si on considère que leur émission optique est l'image de leur densité, on voit que l'ionisation du Xe augmente légèrement lorsque qu'un faible flux d'argon est injecté alors que l'intensité de l'émission des neutres diminue en sortie de canal. L'intensité de l'émission diminue au-dessus de 2 sccm d'argon. Toutefois, la mesure spectroscopique est locale. De ce fait cette inflexion peut aussi être imputée à un déplacement de la zone d'ionisation.

Ce résultat qualitatif est en accord avec les résultats obtenus ci-dessus. Deux raies sont choisies pour chaque espèce et l'évolution de leurs émissions suit la même caractéristique confortant ainsi l'analyse.

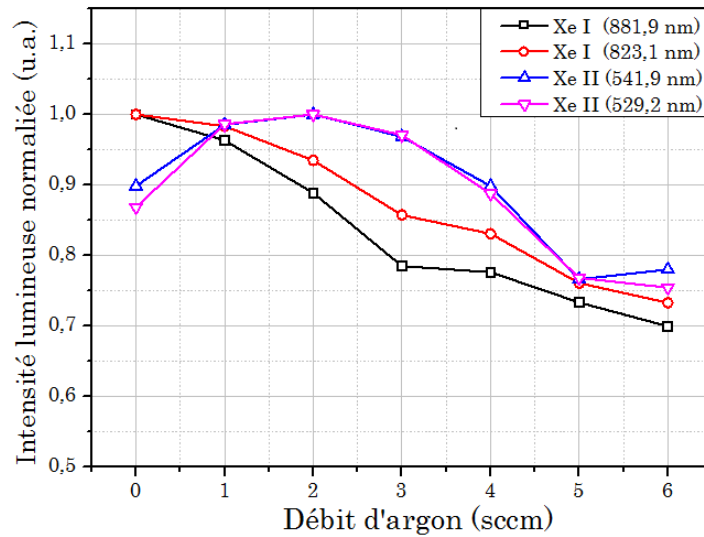


FIGURE 4.20 – Evolution de l'émission optique des raies de neutres Xe I et Xe II en fonction du débit d'argon dans la décharge Xe-Ar [$U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, D_{Ar} = de 0 à 6 sccm, $V_c \approx -20$ V] - PPI

Pour les Ar II et les Ar I : l'évolution d'une seule raie est présentée. On observe que l'intensité de l'émission des atomes d'argon évolue analogiquement à celle des ions Ar II. Cela démontre d'une part l'ionisation de l'argon et d'autre part la présence d'électrons très énergétiques (niveau excité Ar II_434,8 nm à 19,5 eV) [107].

D'autres études sur les plasmas de mélange dans des sources différentes des PEH ont rapporté une augmentation de la température électronique lorsque la proportion d'argon dans le mélange augmente [108] [109] [110].

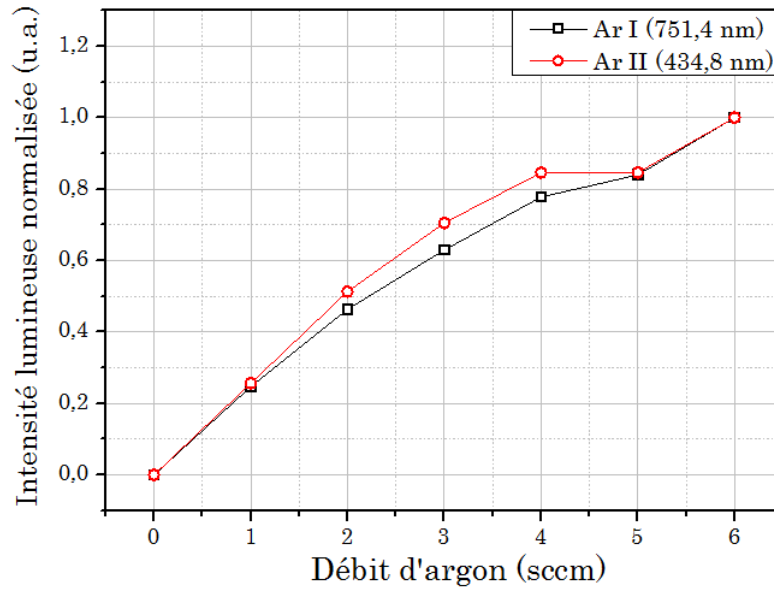


FIGURE 4.21 – Evolution de l'émission optique des raies de neutres Ar I et Ar II en fonction du débit d'argon dans la décharge Xe-Ar [$U_d = 220$ V, $D_{Xe} = 8,2$ sccm, D_{Ar} = de 0 à 6 sccm, $V_c \approx -20$ V] - PPI

A retenir

Dans le chapitre précédent, nous avons posé l'hypothèse selon laquelle l'augmentation du courant d'ions collecté sur l'axe est due à l'ionisation de l'argon.

Cette hypothèse est ici invalidée car l'exploitation des mesures de courant d'ions résolues en temps révèle une part significative des ions Xe^+ dans l'augmentation totale du courant d'ions en fonction du débit d'argon dans le mélange.

La corrélation des mesures résolues et moyennées ont permis de valider la définition de la ligne de base des signaux de courant d'ions choisie. Ce qui est déterminant pour la quantification des proportions des différents ions dans le courant total.

Avec 3 sccm d'argon dans la décharge (15% de la densité atomique totale), on améliore l'ionisation des atomes de xénon en augmentant le courant d'ions I_{Xe^+} de 17% par rapport au plasma de xénon pur.

Avec 6 sccm d'argon dans la décharge, environ un atome d'argon sur deux injectés est ionisé en considérant une divergence constante.

4.2.2 Evolution du courant d'ions résolu en temps dans un plasma de mélange de gaz Xe-Ar (PPI-Mag)

Une étude similaire a été faite sur le PPI-Mag. Le régime de la décharge dans le PPI-Mag est de type « pulsé » ce qui exclut l'utilisation d'un interrupteur rapide. La résolution de la mesure de courant d'ions reposera sur les oscillations naturelles du plasma. Les phénomènes oscillatoires du plasma basés sur un principe de type proie prédateur, ne sont pas totalement contrôlés.

En changeant le débit de gaz, le niveau d'oscillations est modifié. La comparaison de l'évolution de la contribution des espèces en fonction du débit d'argon ne pourra pas être déduite directement de l'intégrale des signaux car le flux d'ions reçu après l'oscillation dépend aussi du niveau d'oscillations.

En effet on observe que lorsque les pics de courants sont intenses, le temps des minimums de courant qui précèdent ces pics augmente. Ceci est lié à un temps de remplissage du canal par les neutres plus important. La densité atomique devient considérable et de ce fait, la mobilité axiale des électrons devient importante, ce qui est favorable à l'ionisation des atomes.

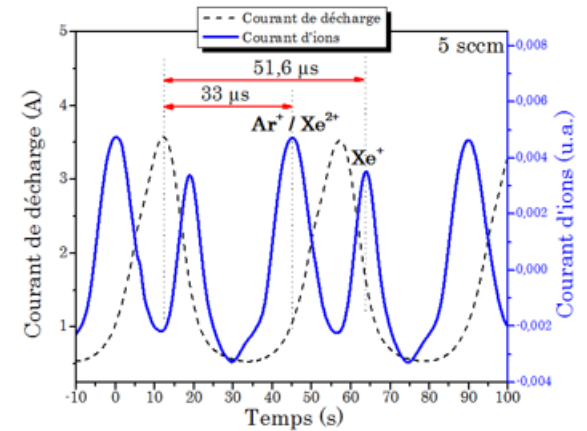
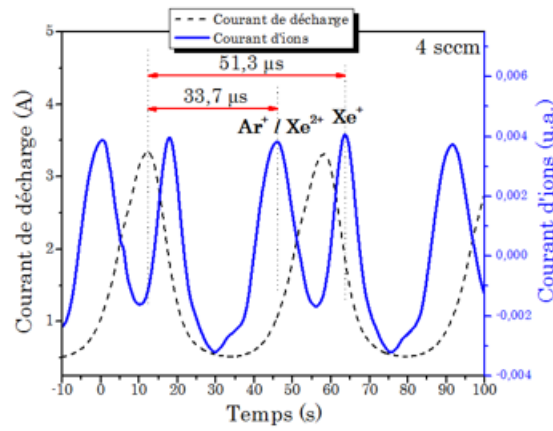
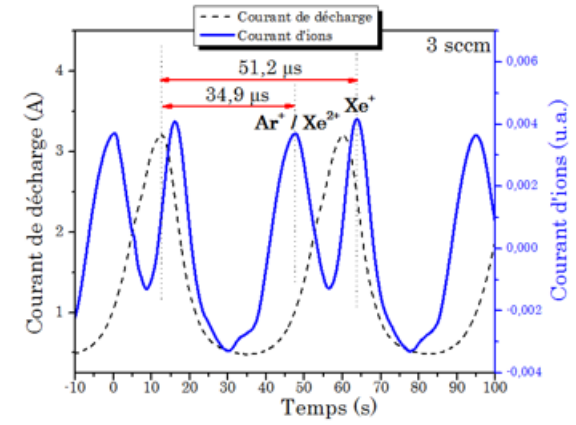
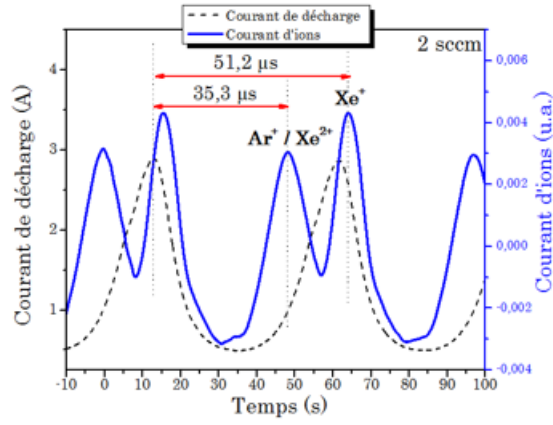
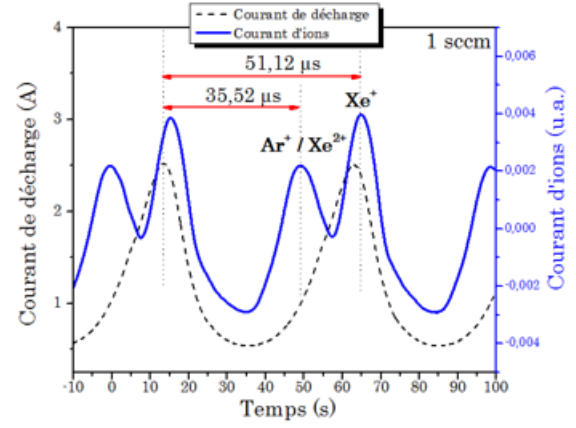
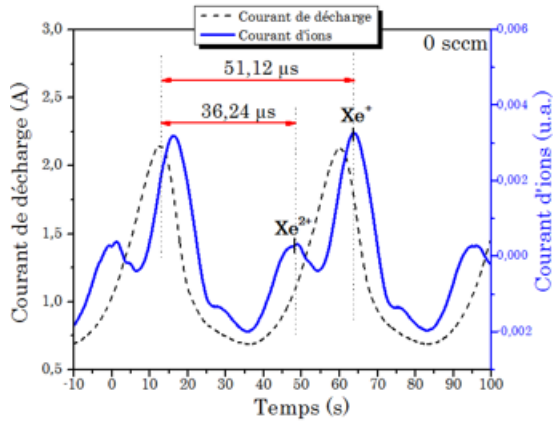
Identification des espèces dans la décharge Xe pur et les décharges Xe-Ar

La condition de décharge Xe-Ar étudiée est la suivante : $U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, $V_c \approx -20$ V, et $D_{Ar} =$ de 0 à 8 sccm. Les mesures de courant d'ions moyennées dans le temps ont été effectuées en §3.2.2.2. Pour identifier les pics, il est nécessaire d'évaluer le temps de vol des espèces dans cette condition.

La figure 4.22 montrent les signaux de courant de décharge et d'ions résolues dans le temps pour plusieurs conditions de décharge Xe-Ar.

Cas de la décharge Xe

Prenons le cas du plasma de Xe pur, on observe un pic principal lié aux ions Xe^+ et un secondaire lié aux ions multichargés Xe^{++} sur le profil du courant d'ions. Considérant toujours l'origine des temps comme étant le temps du maximum du courant de décharge, les temps de vol des Xe^+ et Xe^{++} valent respectivement 51,1 et 36,2 μs . Evaluons maintenant le temps de vol de ces ions en fonction des paramètres dont nous disposons à savoir la vitesse des ions Xe^+ (par LIF), l'énergie totale la plus probable et la distance d'accélération.



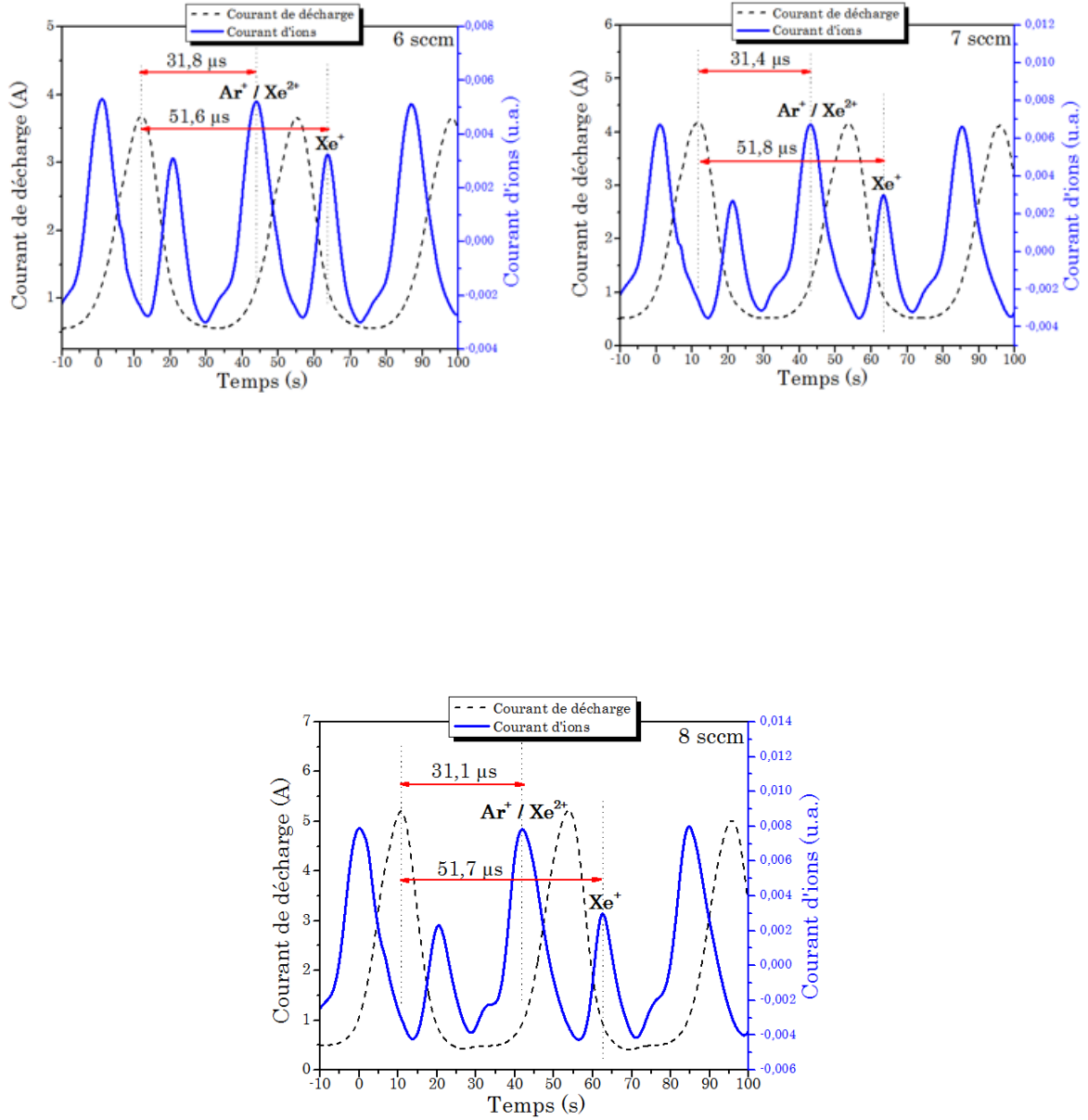


FIGURE 4.22 – Evolution des signaux du courant de décharge et du courant d'ions résolus dans le temps et obtenus par la méthode d'« oscillations » pour plusieurs conditions de décharge Xe-Ar ($U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 8 sccm, $V_c \approx -20$ V). RPA à 77 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI-Mag

Des mesures de fluorescence induite par laser ont permis la détermination de l'évolution de la vitesse la plus probable des ions Xe^+ dans le PPI-Mag. La figure 4.23 montre la vitesse axiale des ions en fonction de la distance x sur l'axe du canal de décharge. La position $x = 0$ correspond au plan de sortie du canal. Les ions terminent leur accélération aux alentours de 35 mm du plan de sortie et ensuite conservent leur vitesse de 15480 m/s.

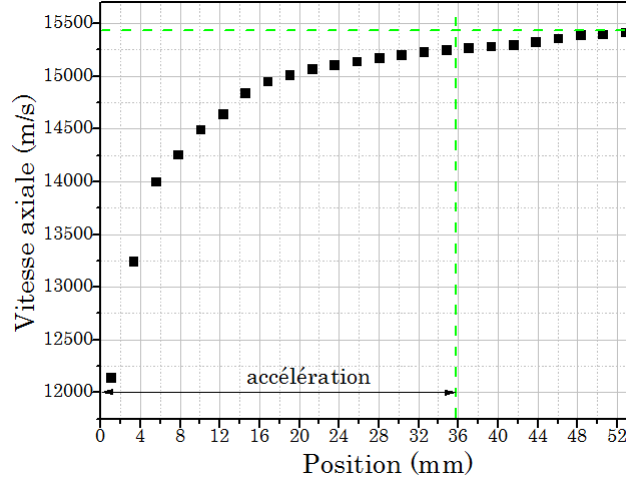


FIGURE 4.23 – Evolution de la vitesse axiale des ions Xe^+ le long de l'axe du canal pour la décharge Xe ($U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, $V_c \approx -20$ V). - PPI-Mag

L'énergie cinétique (E_{ic}) des ions Xe^+ est alors égale à environ 163 eV. Sachant que l'énergie totale la plus probable mesurée vaut 174 eV pour cette condition, on en déduit un potentiel plasma de 11 eV à 73 cm du plan de sortie.

Le temps de vol est déterminé par la méthode exposée en section §4.1.5.

Le temps τ_a nécessaire à un ion pour arriver dans le plasma à V_p (entrée RPA) est égal à $4,5 \mu s$ et le temps τ_b pour parcourir la distance restante jusqu'à l'entrée du RPA est équivalent à $47,4 \mu s$: d'où un temps de vol de $51,9 \mu s$. Si tous les ions Xe^+ et Xe^{++} sont ionisés dans une même zone, le temps de vol des ions Xe^{++} serait de $36,7 \mu s$. Le décalage entre les temps mesuré et calculé est de moins de $1 \mu s$ pour les Xe^+ et $0,5 \mu s$ pour les Xe^{++} . Cette différence reste dans la marge d'erreur de la vitesse des ions mesurée par LIF qui est de ± 100 m/s.

Cas des décharges Xe-Ar

Le débit d'argon est additionné progressivement au plasma de Xe, et le courant d'ions est collecté à 77 cm du plan de sortie du moteur. Après l'ajout de 1 sccm le pic lié aux ions Xe^{++} augmente fortement.

Il est très peu probable que la proportion des ions multichargés soit aussi importante dans le faisceau d'ions au vu du processus de création de ces derniers. On pourrait alors supposer que les pics liés aux ions Ar^+ et Xe^{++} sont confondus. L'évolution du temps de vol de ces ions par la suite confirme cette supposition car le temps de parcours des ions liés à ce pic entre leur ionisation et leur arrivée au RPA, diminue au fur et à mesure que le débit d'argon

augmente. Les ions Ar^+ devrait avoir un temps de vol de $28,7 \mu s$ s'ils avaient subi le même potentiel d'accélération que les ions de Xe^+ . Le temps mesuré dans le plasma avec le débit d'argon le plus important est plus représentatif du temps de vol des ions Ar^+ et est égal à $31 \mu s$ car le rapport du courant Ar^+/Xe^{++} devient plus important.

Le temps de vol des ions Xe^+ évolue peu en fonction du débit d'argon alors que l'évolution de l'énergie totale la plus probable des ions diminue en fonction du débit d'argon (§3.2.2.2). Ce qui suggère que les ions Ar^+ sont ionisés de plus en plus en aval de l'anode lorsque le débit d'argon augmente c'est-à-dire que le potentiel de création des ions Ar^+ dans le PPI-Mag est inférieur à celui des ions Xe^+ comme dans le PPI250.

Quantification de la contribution des espèces

Il est néanmoins difficile de séparer la contribution des deux espèces, donc pour avoir une idée sur l'ionisation de l'argon, nous étudierons l'évolution de la fraction des deux espèces ($Xe^{++} + Ar^+$) dans le courant total collecté figure 4.24. Sur cette même figure est présentée l'évolution de la proportion du courant d'ions I_{Ar^+} dans le courant total calculée sur la base d'un rapport des courants $I_{Xe^{++}}/I_{Xe^+}$ inchangé (hypothèse : $I_{Xe^{++}}/I_{Xe^+} = \text{constante}$) .

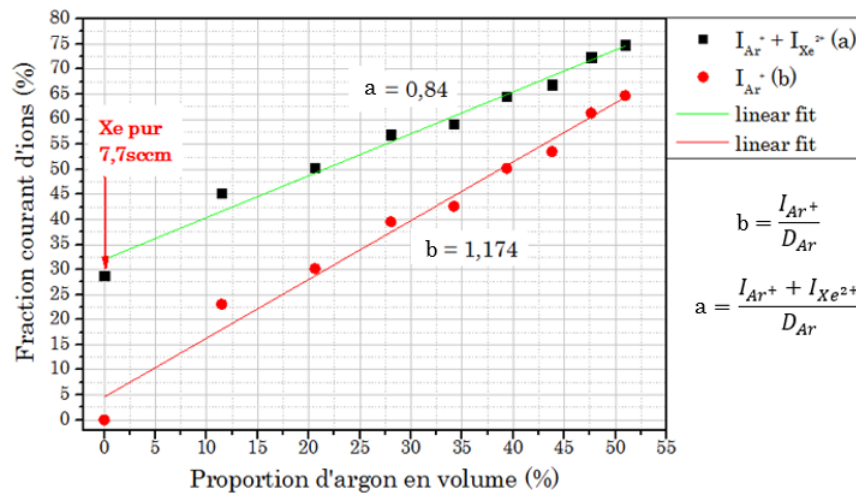


FIGURE 4.24 – (a) fraction $((I_{Ar^+} + I_{Xe^{++}})/I_{coll})$ (b) Proportion du courant I_{Ar^+} dans le courant d'ions total pour les décharges Xe-Ar ($\%I_{Ar^+}$, $\%I_{Xe^{++}}$ et $\%I_{Xe^+}$) en fonction de la proportion d'argon dans le mélange [$U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, $D_{Ar} =$ de 0 à 8 sccm, $V_c \approx -20$ V]. RPA à 77 cm sur l'axe $V_{RPA} = 100$ V - PPI-Mag

En premier lieu, on remarque que les ions multichargés représentent près de 28% du flux total mesuré dans la décharge Xe. Ce taux est supérieur à celui connu dans la littérature typiquement de l'ordre de 15 à 20%. Même si des erreurs peuvent provenir de la méthode, la variation relative de ce taux est considérée comme un résultat fiable. Le courant d'ions Ar semble évoluer linéairement avec la proportion d'argon dans le mélange.

Avec l'hypothèse posée, on note que l'augmentation du courant d'argon est 1,174 plus

rapide que l'augmentation du flux de gaz en comparaison avec le plasma Xe.

Le fait que le courant imputé à Ar^+ augmente plus vite le flux d'atome Ar pourrait être interprété comme une forte probabilité d'ionisation de l'argon. Toutefois plusieurs paramètres évoluent de manière non contrôlée.

En effet, les oscillations du courant sont très sensibles au débit d'argon et/ou à la densité atomique. De ce fait, il n'est pas possible de conclure sans ambiguïté sur l'efficacité d'ionisation de l'argon dans ce moteur en comparaison de celle du xénon, et sur une éventuelle amélioration de l'ionisation du xénon.

4.2.3 Distribution énergétique des ions Ar^+ , Xe^{2+} et Xe^+ présents dans le plasma de mélange de gaz Xe-Ar (PPI)

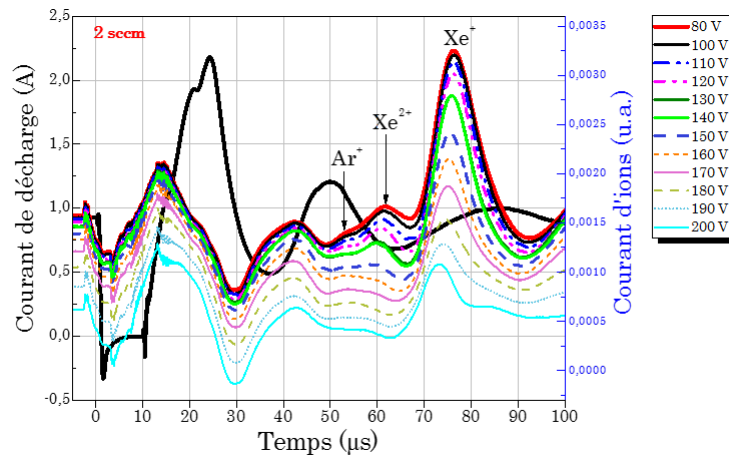
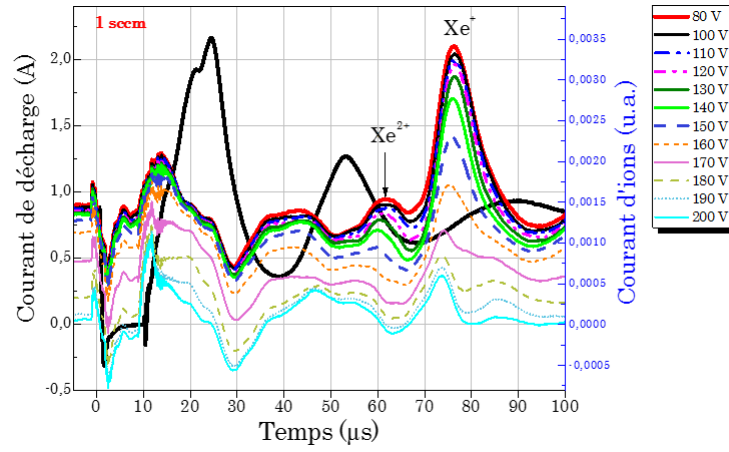
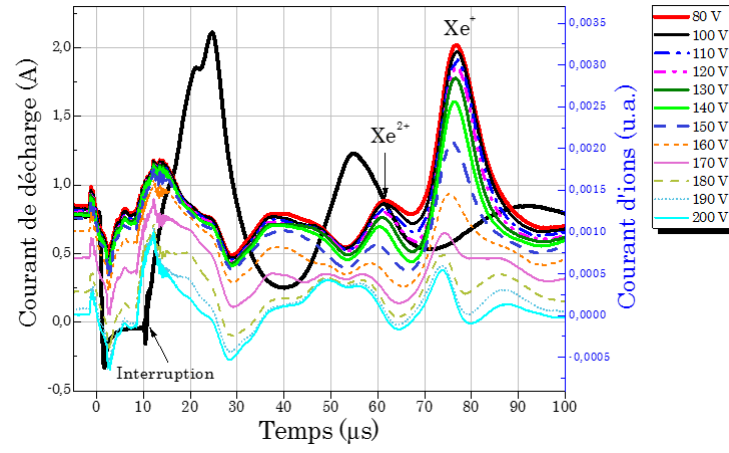
L'évolution de la distribution énergétique des différents ions est évaluée en utilisant la méthode de résolution temporelle du courant d'ions. Le régime de la décharge étant de type «calme» le courant de décharge sera donc interrompu. Pour cette étude, les mesures sont faites pour une tension de décharge fixe ($U_d = 200$ V), un débit de xénon fixe ($D_{Xe} = 7,7$ sccm), et un débit d'argon variable ($D_{Ar} =$ de 0 à 5 sccm). Le potentiel de la cathode reste peu fluctuant autour de $V_c \approx -20$ V. Le courant d'ions est collecté par l'analyseur d'énergie placé sur l'axe du moteur et à 73 cm du plan de sortie.

La distribution en énergie obtenue par RPA traduit la distribution de potentiel plasma dans la zone d'ionisation si on admet que les collisions sont négligeables dans le jet.

Pour remonter à la fonction de distribution en énergie des ions, le potentiel de la grille d'analyse du RPA (V_{RPA}) varie de 0 à 200 V. De 0 à 80 V les signaux de courants sont stationnaires, en conséquence uniquement les signaux de 80 V à 200 V sont représentés. Les figures en 4.25 montrent l'évolution des signaux $I_a(t)$ et $I_{coll}(t)$ en fonction de la tension de répulsion V_{RPA} pour différents débits d'argon dans le mélange. Nous pouvons ainsi suivre la distribution énergétique de chacune des espèces dans le plasma. De même que pour la condition de décharge étudiée auparavant, on observe l'apparition du pic lié aux ions Ar^+ dans cette condition, seulement à partir de 2 sccm d'argon dans le mélange.

Les signaux des courants d'ions montrent que les ions arrivent plus tôt sur collecteur lorsque le potentiel de répulsion de la grille discriminative augmente. En effet, cela s'explique par le fait que l'on collecte les ions plus énergétiques (rapides) en augmentant le potentiel de répulsion.

La fonction de distribution en énergie pour chaque type d'ion est estimée à partir de l'intégration des courants d'ions en fonction de la tension de répulsion de l'analyseur comme ceci a été fait dans les sections précédentes.



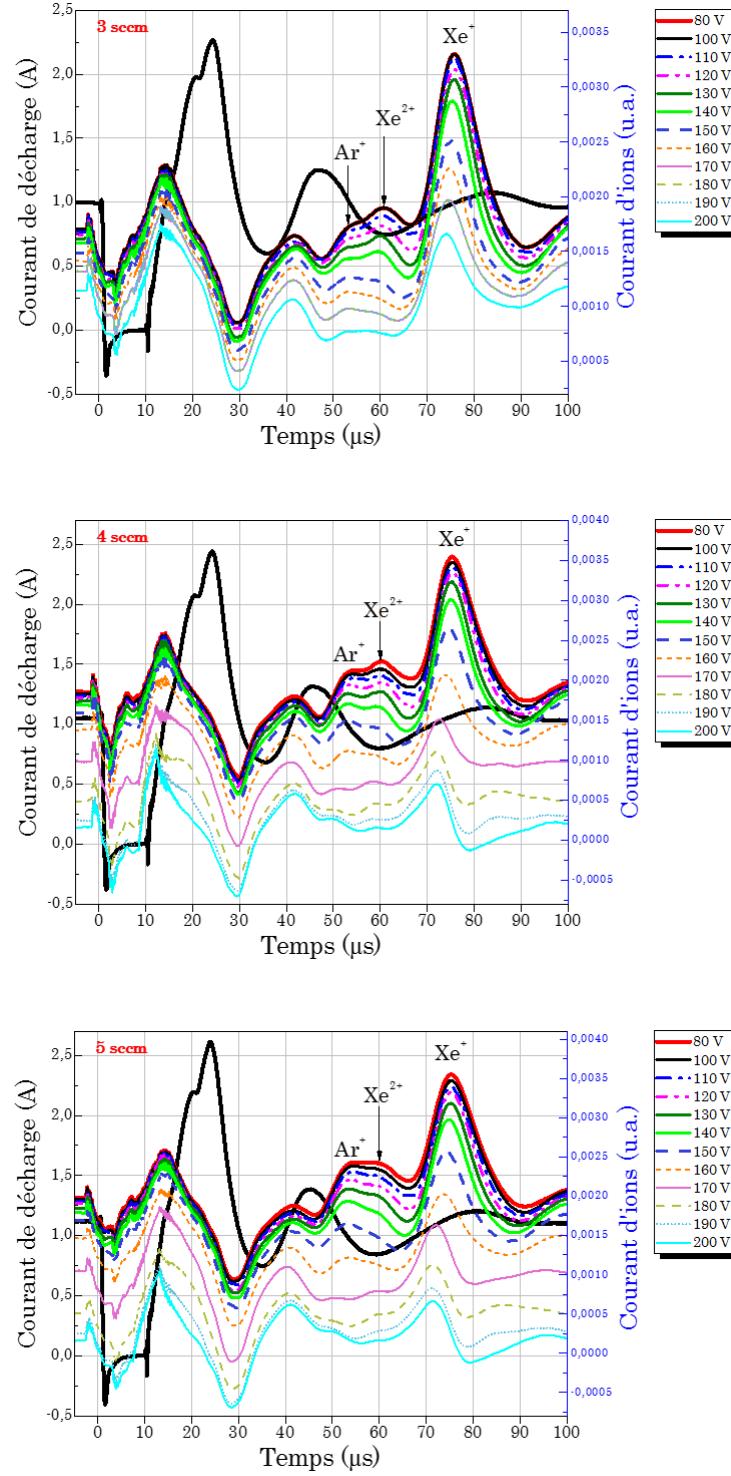


FIGURE 4.25 – Evolution des signaux du courant de décharge et du courant d'ions résolus dans le temps et obtenus par la méthode d' « interruption » en fonction du potentiel de répulsion V_{RPA} pour plusieurs conditions de décharge Xe-Ar ($U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 7,7$ sccm, D_{Ar} de 0 à 5 sccm, $V_c \approx -20$ V). RPA à 73 cm sur l'axe - PPI

Cas du plasma Xe pur

La figure 4.26 montre les FDEI déduites des données pour Xe^{2+} et Xe^+ dans la décharge de Xénon pur. Elle met en évidence une différence de potentiel de création le plus probable de 14 V entre les ions Xe^{2+} (154 V) et les ions Xe^+ (168 V). Les ions Xe^{2+} sont moins énergétiques car ils sont créés plus en aval dans le canal, et ceci est en adéquation avec les temps de vol mesurés précédemment.

La distribution des ions doublement chargés apparaît également plus large que celle des simplement chargés. On peut alors estimer que le potentiel moyen de la zone de création des Xe^{2+} est plus faible de 14 V que celle des Xe^+ . En effet, les ions Xe initialement créés subissent une seconde ionisation après qu'ils aient débuté leur accélération. Ainsi la densité électronique étant plus faible dans la zone de la collision entre Xe^+ avec un électron, la probabilité d'une seconde ionisation diminue fortement d'où la proportion réduite des ions doublement chargés dans le jet.

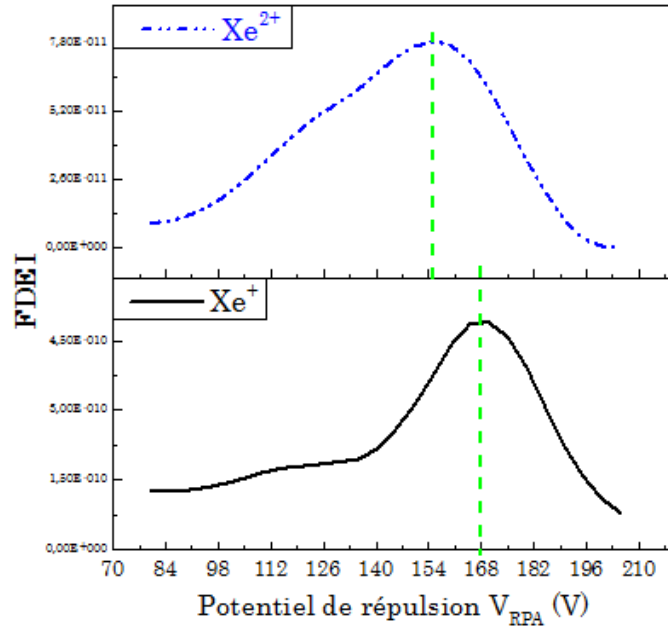


FIGURE 4.26 – Evolution des Fonctions de Distribution en Energie des Ions (FDEI) des ions Xe^+ et Xe^{2+} pour la condition en Xe pur ($D_{Xe} = 7,7$ sccm) avec $U_d = 200$ V, $V_c \approx -20$ V. RPA à 73 cm sur l'axe - PPI

Cas du plasma Xe-Ar

La figure 4.27 montre des distributions en énergie différentes selon l'espèce dans le plasma Xe-Ar avec un débit d'argon de 5 sccm. L'énergie la plus probable des ions de Xe une fois chargés ne varie pas de celle mesurée en Xe pur, par contre la FDEI de ces derniers est déformée et élargie. Et quant aux ions Xe^{2+} leur potentiel de création le plus probable diminue à 135 V dans le plasma Xe-Ar soit une différence de potentiel d'environ 20 V entre les ions doublement

chargés créés dans les 2 décharges (Xe et Xe-Ar). Ce résultat peut paraître surprenant car la densité atomique totale est plus importante dans la décharge Xe-Ar. Ce phénomène reste pour l'heure inexpliqué.

En ce qui concerne les ions Ar, ils sont créés dans une zone où le potentiel est plus faible que la zone d'ionisation des ions Xe. Ils sont créés avec un potentiel de 155 V soit 15 V de moins que les Xe^+ .

Les FDEI moyennes de tous les ions ont montré une présence accentuée d'ions de basse énergie mais une énergie la plus probable de tous les ions peu modifiée. L'étude de la distribution énergétique de chacune des particules ionisées a permis d'identifier l'origine de ces ions de faible énergie qui sont donc principalement des ions d'argon. La stationnarité de l'énergie totale la plus probable peut facilement se comprendre du fait que la proportion faible des ions Ar dans le jet, insuffisante pour influencer l'énergie totale des ions.

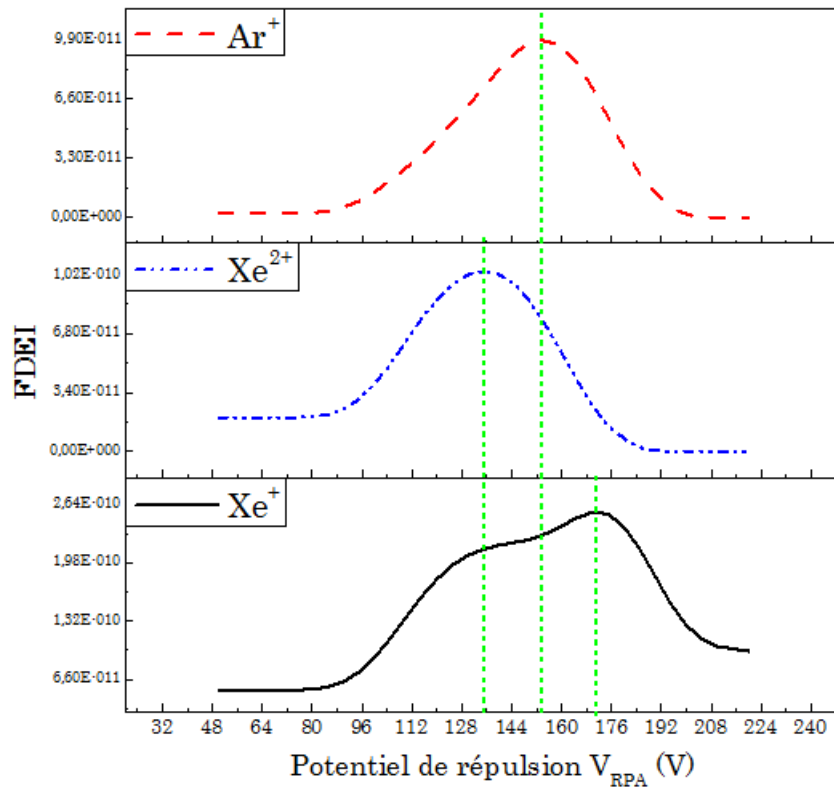


FIGURE 4.27 – Evolution des Fonctions de Distribution en Energie des Ions (FDEI) des différentes espèces présentes dans le plasma pour une décharge Xe-Ar ($D_{Xe} = 7,7$ sccm et $D_{Ar} = 5$ sccm) avec $U_d = 200$ V, $V_c \approx -20$ V. RPA à 73 cm sur l'axe - PPI

4.2.4 Distribution énergétique et angulaire des différentes espèces dans un plasma de mélange de gaz Xe-Ar (PPI-Mag)

L'analyse angulaire du jet d'ions est possible lorsque l'analyseur d'énergie est placé à distance de 35 cm du plan de sortie. L'interprétation des mesures du courant d'ions résolues dans le temps nécessite une identification claire des différentes contributions donc de placer l'analyseur à une distance suffisante afin de séparer les pics. C'est la raison pour laquelle cette étude n'est pas faite sur le PPI. Quant au PPI-Mag, à 35 cm du plan de sortie, la séparation des pics n'est pas totale mais suffisante pour évaluer les contributions des différents ions. Ainsi dans cette configuration, nous pouvons mesurer simultanément la distribution en énergie et celle en angle des ions dans le faisceau d'ions.

Dans cette partie, nous étudions une unique condition de décharge en mélange de gaz avec une proportion autour de 50/50 ($D_{Xe} = 5,6$ sccm, $D_{Ar} = 6$ sccm) avec une tension de décharge (U_d) de 200 V pour un courant de décharge moyen de 0,80 A. Le courant d'ions en fonction de la tension de répulsion V_{RPA} est mesuré jusqu'à 36° par rapport à l'axe du moteur. Le régime de la décharge est de type « pulsé » donc c'est la méthode dite « d'oscillations » qui est utilisée.

Les figures en 4.28 montrent l'évolution des signaux en fonction de la tension de répulsion pour différents angles. On observe un premier pic lié aux ions Ar^+ plus les Xe^{2+} et un second pic lié aux ions Xe^+ . L'intensité importante du pic d' Ar^+ ainsi que la distance réduite entre l'analyseur et le moteur ne permet pas de distinguer les ions Xe^{2+} .

Concernant la distribution en énergie :

Sur l'axe du moteur, la quantité d'ions Ar^+ collectés est peu modifiée pour V_{RPA} compris entre 50 V et 110 V alors que la distribution énergétique des ions Xe^+ est plus large. On remarque une présence plus importante d'ions Xe^+ de très basse énergie, mais aussi une zone d'ionisation du Xe étalée et superposée à la zone d'accélération. Quant aux ions Ar^+ , leur distribution sur l'axe est plus étroite dans ce moteur. Pour illustrer ceci, les courants d'ions de chaque espèce sont intégrés pour toutes les tensions de répulsion et le résultat obtenu à $\theta = 0$ est présenté en figure 4.29.

Cette procédure n'est pas appliquée aux autres angles car plus on s'éloigne de l'axe plus l'intensité du courant collecté diminue en raison de la faible densité ionique. De plus à distance, la séparation des pics est beaucoup moins nette. En conséquence, ces analyses sont seulement qualitatives car le mélange des signaux est trop complexe pour permettre la détermination exacte de la dispersion en énergie.

Toutefois la réduction de la largeur de la Fonction de Distribution en Energie de l'ensemble des ions lorsque le débit d'argon augmente, observée en §3.2.2.2 peut s'expliquer par l'influence de la distribution énergétique des ions Ar^+ qui apparaît beaucoup moins large que celle des Xe^+ .

Concernant la distribution en angle :

Plus on s'éloigne de l'axe plus la distribution énergétique des ions Ar^+ s'élargit. On remarque aussi que le pic des ions Ar^+ est majoritaire aux angles c'est-à-dire que ces ions sont

ionisés plus en aval du canal par rapport au Xe^+ ne subissant ainsi qu'une partie du champ électrique. Ces mesures indiquent aussi que l'efficacité d'ionisation de l'argon évaluée à partir des mesures à $\theta = 0$ est sous-estimée.

Toutefois ce pic contient la contribution des ions Xe^{2+} aussi créés plus en aval étant moins soumis au champ accélérateur, de ce fait leur contribution au courant augmente aux grands angles [96].

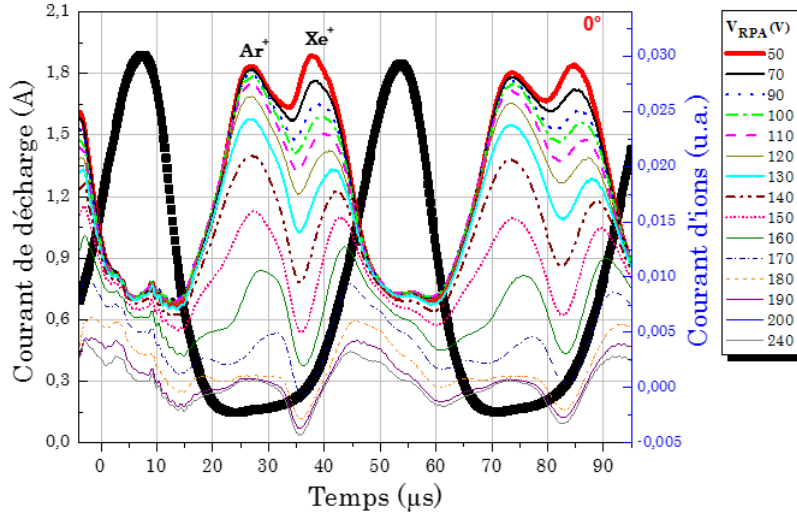
C'est probablement la combinaison de ce phénomène et de la position de la zone d'ionisation des ions d'argon plus proche de la sortie du canal qui est la cause du rapport $(Ar^+ + Xe^{2+})/Xe^+$ plus important aux grands angles.

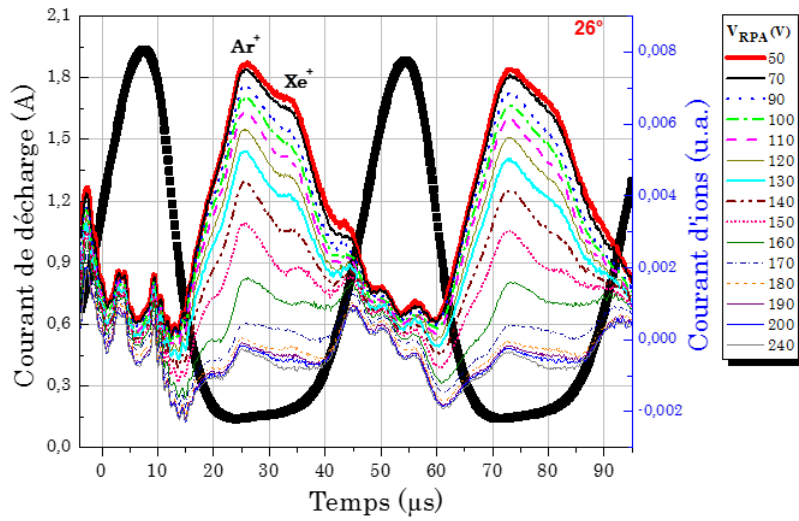
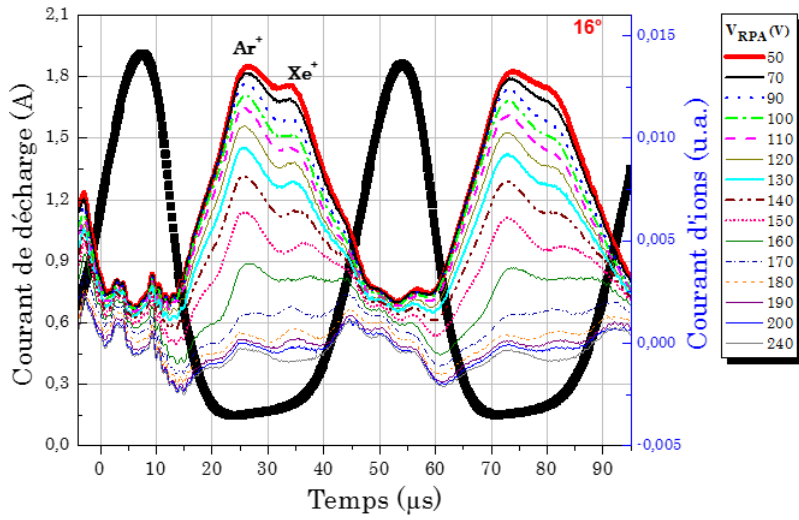
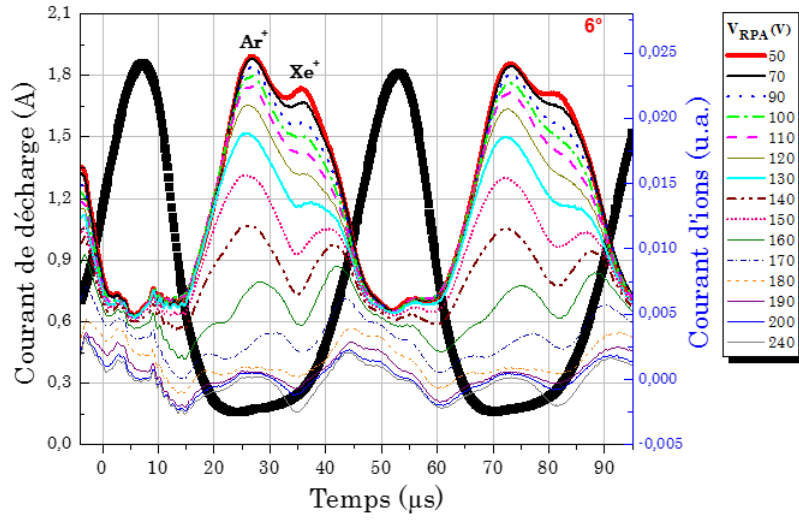
Certains points qui restaient en suspens à l'issue de l'étude paramétrique pourront être éclaircis avec ces mesures.

En effet, les mesures sur la divergence et sur l'énergie totale des ions semblaient indiquer des effets contradictoires suite à l'ajout d'argon dans le plasma de Xe : d'une part une divergence réduite lorsque le débit d'argon est maximum et d'autre part une énergie totale la plus probable qui diminue en fonction du débit d'argon ajouté.

La comparaison de la divergence du jet d'ions d'une décharge de Xe pur et d'une décharge Xe-Ar à fort débit d'argon (avec 16 sccm Ar) dans le PPI-Mag avait également montré une divergence réduite dans la décharge de mélange (§3.2.2.1).

Nous pouvons maintenant légitimement penser que cette réduction de la divergence est la conséquence d'un effet de confinement du jet par la pression plutôt qu'une ionisation de l'argon plus amont du canal.





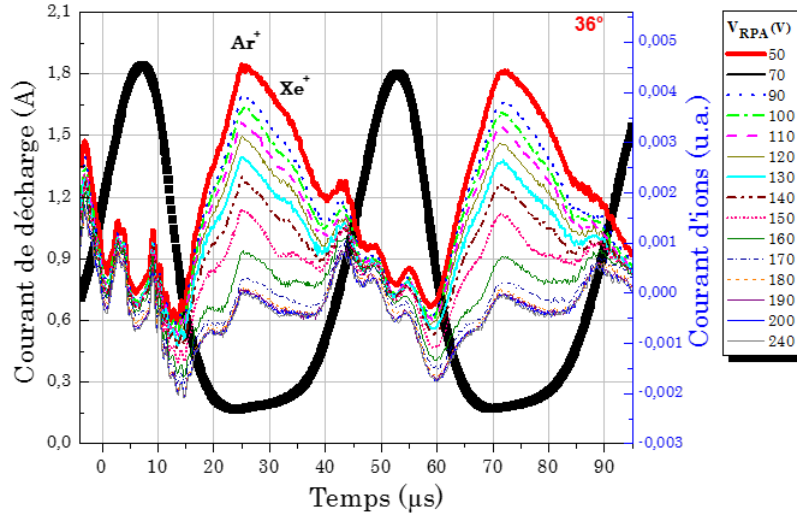


FIGURE 4.28 – Evolution des signaux du courant de décharge et du courant d'ions résolus dans le temps et obtenus par la méthode d' « oscillations » en fonction du potentiel de répulsion V_{RPA} pour plusieurs angles d'éjection et pour une condition de décharge Xe-Ar ($U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 6$ sccm, $D_{Ar} = 5,6$ sccm, $V_c \approx -20$ V). RPA à 35 cm en configuration angulaire - PPI-Mag

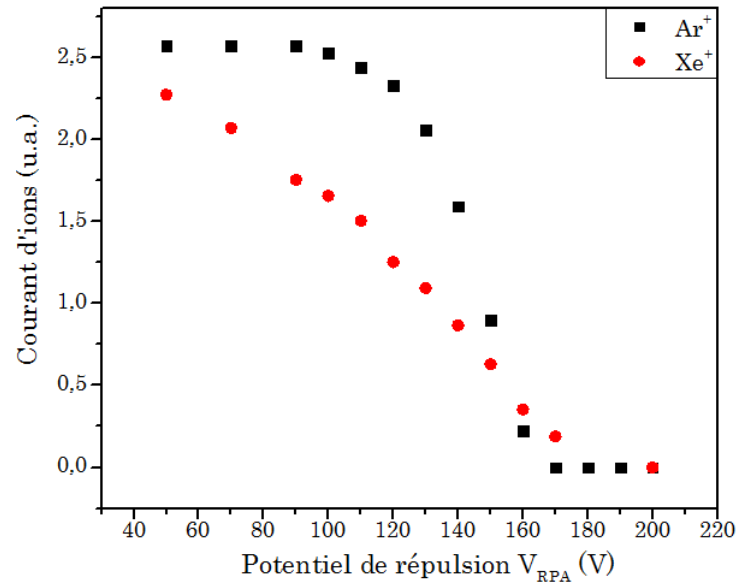


FIGURE 4.29 – Répartition énergétique des ions Xe^+ et Ar^+ (FDEI) pour une condition de décharge Xe-Ar ($U_d = 200$ V, $D_{Xe} = 6$ sccm, $D_{Ar} = 5,6$ sccm, $V_c \approx -20$ V). RPA à 35 cm sur l'axe - PPI-Mag

4.3 CONCLUSION

Les données de courant d'anode et d'ions moyennés (DC) dans le temps ne permettent pas de connaître la contribution spécifique des ions Xe^+ , Xe^{++} , et Ar^+ dans la plume des propulseurs fonctionnant en décharge Xe-Ar. La connaissance de ces contributions est une information utile pour la compréhension et l'évaluation de l'ionisation du xénon et de l'argon séparément dans ces plasmas de mélange.

Dans ce chapitre, une méthode exploitant les régimes transitoires de courant (AC) et les effets de temps de vol des différents ions a été validée et exploitée. Elle repose sur une méthode originale de résolution temporelle du courant d'ions utilisant un analyseur d'énergie et basée sur une interruption rapide du courant de décharge d'une part ou sur les oscillations naturelles du plasma d'autre part.

Même moins précise, notre méthode est simple de mise en œuvre comparée à d'autres méthodes existantes telles que les sondes ExB [95]. De plus la flexibilité du positionnement du RPA dans le caisson est un atout majeur pour une caractérisation assez globale du jet.

La méthode développée a permis de mettre en évidence des caractéristiques physiques intéressantes obtenues pour la première fois et de conclure sur l'ionisation des espèces dans les 2 moteurs étudiés. Ainsi a été réalisée :

- Une évaluation de l'efficacité relative d'ionisation de l'argon et du xénon dans des plasmas de mélange : Dans le PPI250, l'ionisation du xénon s'est révélée significativement renforcée (17% d'augmentation) par l'ajout d'un faible flux d'argon. La probabilité d'ionisation de l'argon peut également atteindre 0,5 dans ces plasmas (obtenue ici pour la densité totale d'atomes la plus importante).
- Une évaluation de la distribution énergétique de chaque espèce ionique : Dans les deux moteurs, les ions d'argon sont ionisés plus en aval du canal de décharge, ce qui leur confère une énergie finale inférieure aux ions de Xe. Dans le PPI-Mag, la distribution en énergie des ions de Xe^+ est plus large que celle des ions Ar^+ c'est-à-dire une meilleure séparation des zones d'ionisation et d'accélération pour les ions Ar^+ .
- Une détermination de la distribution angulaire de chaque espèce ionique : Dans le PPI-Mag, il a été montré que les ions Ar^+ divergent plus que les ions Xe^+ . Cette distribution n'a pas pu être évaluée dans le PPI250 car la séparation des différents pics n'est pas effective à 30 cm du plan de sortie du canal de décharge.

Chapitre 5

Décharge d'argon dans le PPI250

Les caractéristiques physiques du régime stationnaire de la décharge tirées de l'étude des décharges Xe-Ar, ont permis l'amorçage d'une décharge d'argon pur dans le PPI250. L'amorçage d'une telle décharge n'est pas trivial dans ces moteurs de faible puissance en raison de la faible masse atomique de l'argon 39,9 u.m.a. Cela implique l'utilisation d'un flux de gaz élevé pour obtenir une densité atomique suffisante à l'amorçage et au maintien de la décharge en argon. De plus, l'énergie d'ionisation élevée de l'argon de 15,7 eV contribue à cette difficulté. Il existe très peu de références à ce sujet [111].

Dans cette partie sont présentés les résultats obtenus sur l'étude de la décharge Ar dans le PPI250. L'argon présente l'avantage d'être un gaz rare peu cher et très étudié dans le domaine des plasmas (nombreuses propriétés connues) ce qui en fait un bon candidat pour des applications de traitements de surfaces et de microélectronique ou éventuellement pour la propulsion spatiale. Les moteurs d'étude à notre disposition ne sont pas prévus pour fonctionner en décharge d'argon. C'est la raison pour laquelle que seul le PPI250 a fonctionné en Ar et aucune condition de décharge n'a permis l'amorçage dans le PPI-Mag.

Des mesures électriques (courant de décharge et d'ions) ainsi que des mesures de spectroscopie d'émission optique ont pu être effectuées. Les résultats seront comparés à ceux obtenus pour les décharges de xénon pur.

Le PPI-Mag est conçu pour fonctionner avec une puissance nominale de 200 W, or le régime de la décharge d'argon fonctionne avec des densités de gaz et des puissances plus élevées. La section supérieure du canal induit à flux d'atomes égal, une diminution de la densité atomique dans le canal. Ce sont ces deux raisons principales qui ont empêché l'initiation de la décharge d'argon dans le PPI-Mag.

5.1 Caractéristiques électriques de la décharge

5.1.1 Courant de décharge moyen

L'évolution du courant de décharge et du courant d'ions axial en fonction du débit de gaz pour une tension de décharge de 220 V est déterminée. Le maintien de la décharge en Ar pur est effectif qu'à partir d'un débit minimum de 24 sccm d'argon. La cathode utilisée est la MIREA dans la condition habituelle ($I_k = 14\text{A}$ et $D_{Xe}=2\text{ sccm}$) c'est-à-dire en particulier qu'elle

fonctionne en Xe tandis que la décharge fonctionne en argon. L'évolution de son potentiel montre que le bon fonctionnement de la cathode n'est pas affecté par le changement de gaz. Prenons l'exemple du point de fonctionnement à 25 sccm d'argon (soit un flux d'atomes ϕ_{Ar} de $1,12 \cdot 10^{22}$ at/s), si la totalité du gaz injecté à l'anode est ionisé, on aurait un courant d'ions I_i équivalent à :

$$I_i = q * \phi_{Ar} \quad (5.1)$$

$$I_i = 1,79 A \quad (5.2)$$

Or le courant moyen de décharge mesuré est de 1,14 A excluant de fait une ionisation complète du gaz.

De plus, le courant de décharge comprend également le courant d'électrons et la contribution des ions multichargés. Des mesures de poussée ou du courant d'ions total permettraient de déterminer la probabilité d'ionisation et donc le rapport I_e/I_i pour la décharge Ar. La comparaison avec la décharge en xénon peut néanmoins donner un premier éclairage.

La figure 5.1 montre les évolutions du courant de décharge et du courant d'ions mesuré sur l'axe avec le RPA en fonction du flux d'atomes injecté. Elle montre une augmentation linéaire du courant de décharge et du courant d'ions.

Remarque : les valeurs de courant de décharge sont très élevées par rapport aux conditions standards de fonctionnement du PPI250. La puissance à dissiper devient en conséquence importante et la température du moteur dépasse rapidement sa valeur nominale. Cette raison limite fortement la durée de maintien de la décharge Ar et entraîne une détérioration rapide de certains éléments du moteur comme les joints et les aimants.

Le système de refroidissement a été amélioré en augmentant la surface du bloc de cuivre à l'arrière du moteur (loi de Stephan-Boltzmann), ce qui a permis de maintenir la décharge Ar au-delà de 20 voire 30 mn de fonctionnement.

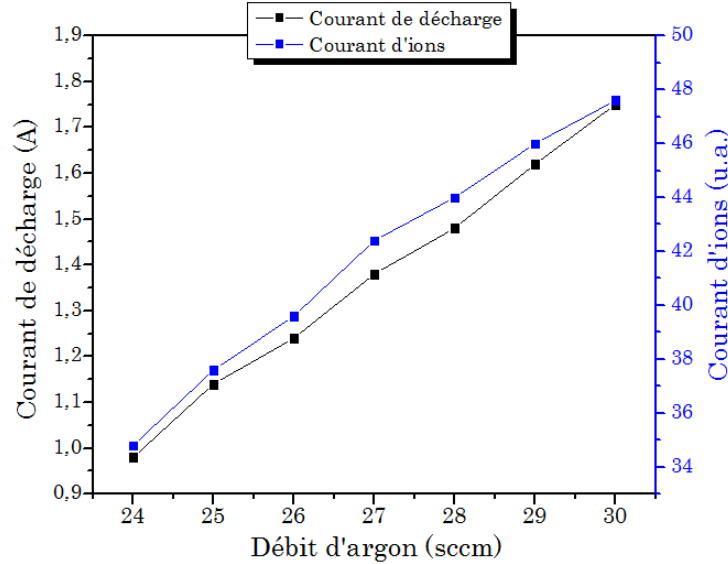


FIGURE 5.1 – Evolution du courant de décharge moyen et du courant d'ions moyen sur l'axe pour différents débits d'argon avec $U_d = 220$ V. [PPI]

Pour mieux illustrer les évolutions de ces caractéristiques, l'augmentation en pourcentage

de ϕ_{Ar} , I_{dmoy} , et $I_{collmoy}$ en prenant pour référence le plasma d'argon à débit minimum soit 24 sccm, sont présentés sur la figure 5.2.

$$\%augmentation = \frac{I_d - I_{d(24sccm)}}{I_d} * 100 \quad (5.3)$$

Le courant d'ions et le flux d'atomes évoluent de façon quasi similaire. Ce qui veut dire que l'efficacité d'ionisation de l'argon n'est pas très modifiée avec le flux d'atomes en supposant une divergence du jet constante.

Autre fait important à noter : la contribution des électrons au courant d'anode devient de plus en plus importante lorsque le flux d'atomes augmente. Exemple : pour une augmentation du flux d'atomes ϕ_{Ar} de 20%, $I_{collmoy}$ augmente de 27% alors que I_{dmoy} augmente de 44%. La décharge d'argon n'est pas très efficace dans les conditions standards de fonctionnement du PPI250.

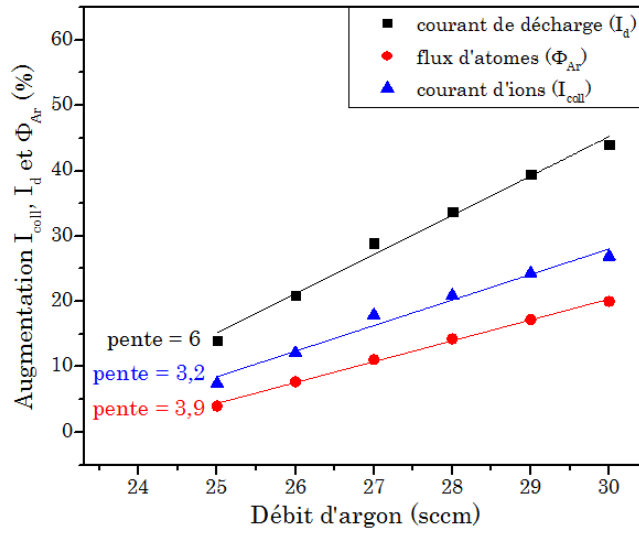


FIGURE 5.2 – Augmentation du flux d'atomes, du courant de décharge moyen et du courant d'ions moyen sur l'axe en fonction du débit d'argon avec $U_d = 220$ V (avec comme référence la décharge à 24 sccm). [PPI]

5.1.2 Formes d'onde du courant de décharge

Les décharges d'argon s'amorcent suivant plusieurs régimes de fonctionnement tout comme les décharges de Xe et Xe-Ar. Les formes d'ondes du courant d'anode et la densité spectrale de puissance pour les 3 régimes de décharge les plus souvent observés sont présentés sur la figure 5.3. La décharge est généralement de type «fluctuant» ou «calme». Cependant à haute tension de décharge (à partir de 250 V), le courant de décharge se met à osciller. On observe ainsi :

- Pour le régime «fluctuation» : 2 principales composantes sur la représentation spectrale. Une composante basse fréquence autour de 25 kHz et une autre composante autour de 0,7 MHz avec des facteurs d'amortissement quasi similaires. L'amplitude de ces derniers décroît plus vite (20 dB de moins qu'en basse fréquence. Les instabilités haute fréquence

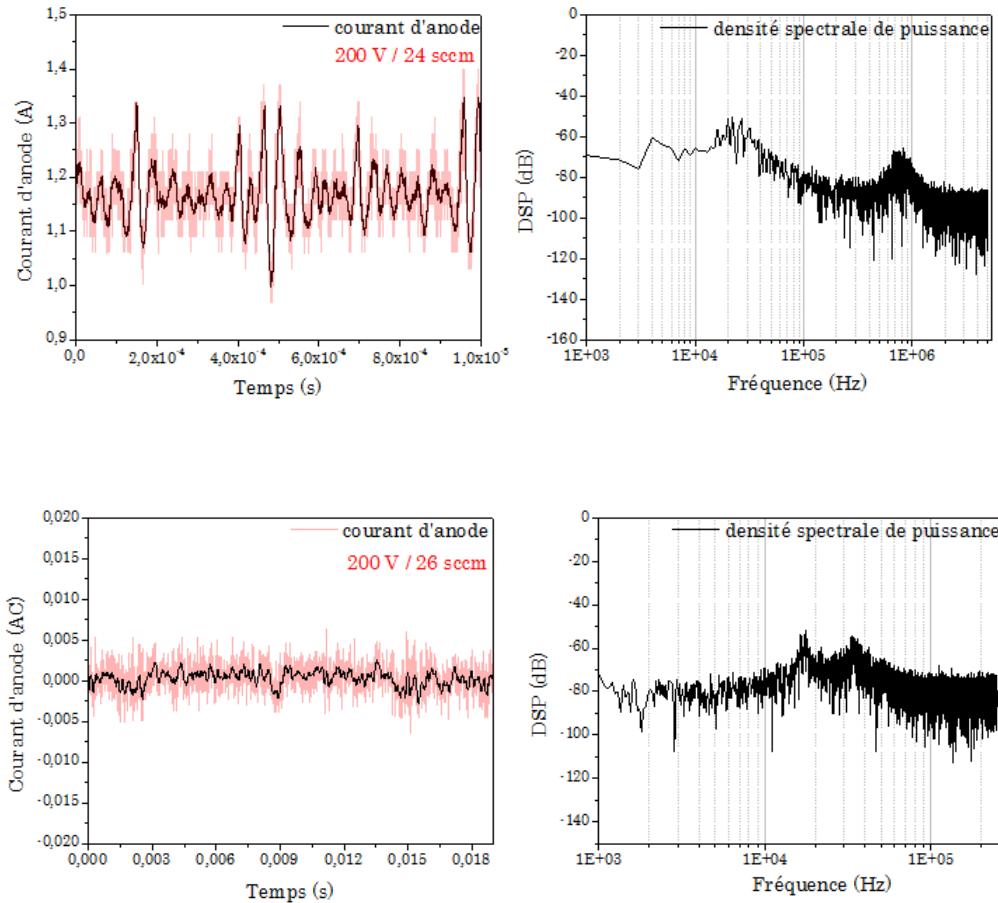
(MHz au GHz) ont fait l'objet de nombreuses études dans les décharges Xe car ils peuvent réduire significativement le rendement des moteurs en contribuant au transport anormal des électrons [112] [113] [114] [115] [116].

- Pour le régime « oscillation » : une composante principale (oscillations basse fréquence) dont la fréquence se situe autour de 35 KHz. La répartition spectrale de ces oscillations est plus fine que celle des fluctuations dans le régime précédent avec un facteur d'amortissement beaucoup plus faible.

La fréquence des oscillations est plus importante que pour la décharge de xénon (30 KHz). Le temps de transit des atomes d'argon dans le canal est un 1,8 plus faible que celui des atomes de xénon dû à sa faible masse atomique, ce qui limite le temps de remplissage du canal et donc réduit le temps des zéros de courant.

La différence des fréquences (5 KHz) n'est pas suffisamment importante pour s'expliquer uniquement par la différence des temps de transit. En effet, ces phénomènes de type proie-prédateur sont le résultat de l'équilibre entre le temps de propagation du front d'ionisation vers l'anode et le temps de remplissage des atomes. Le temps de propagation du front d'ionisation dans cette décharge est donc nécessairement plus grand que pour une décharge de xénon.

Notons également que ce régime apparaît le plus souvent à haute tension de décharge.



La figure 5.4 montre pour une tension de décharge donnée ici 200 V, une faible évolution du régime de fonctionnement avec le débit de gaz. Des fluctuations chaotiques de très faible

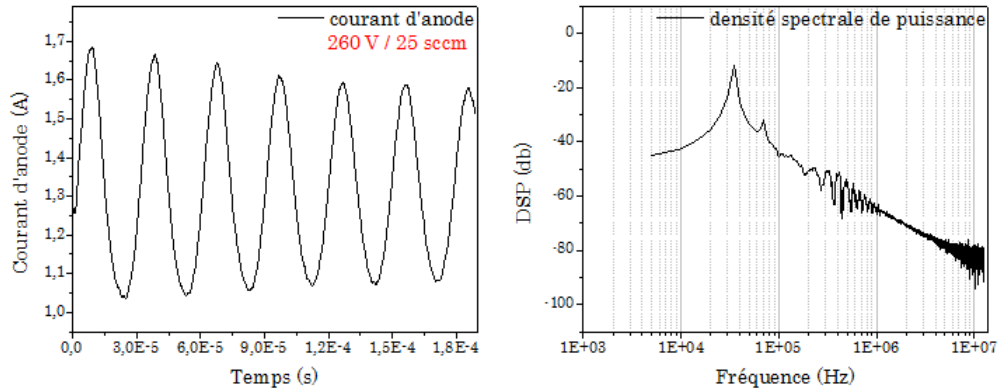


FIGURE 5.3 – Formes d'onde du courant de décharge et la densité spectrale de puissance pour différents régimes de fonctionnement de la décharge Ar [PPI]

amplitude sont observées sur l'allure des signaux. Sur cette même figure est présentée l'évolution temporelle du potentiel de cathode. On observe ainsi que le potentiel moyen de la cathode reste stable autour de -19,5 V et que son évolution est synchrone à celle du courant d'anode témoignant du bon fonctionnement de la cathode.

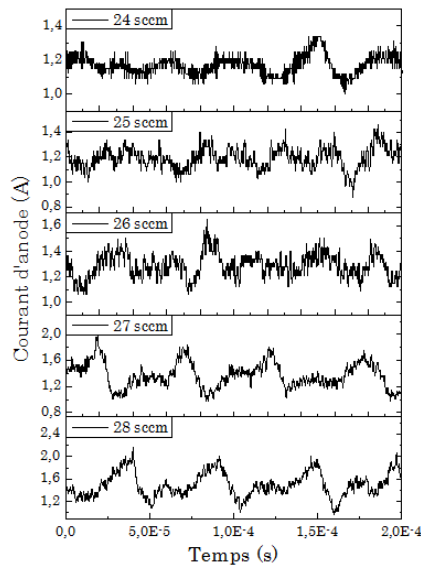


FIGURE 5.4 – Formes d'onde du courant de décharge et la densité spectrale de puissance pour plusieurs régimes de fonctionnement de la décharge Ar [PPI]

5.1.3 Caractéristiques courant-tension : Puissance consommée et Probabilité d'ionisation

Les caractéristiques $U_d(I_d)$ sont une représentation de l'évolution du courant d'anode moyen avec la tension de décharge. L'utilité de ce type de représentation a déjà été décrite en

§3.1.4.

Nous comparons sur la figure 5.5 les caractéristiques $U_d(I_d)$ d'une décharge de Xe avec un débit D_{Xe} de 8,2 sccm et des décharges d'argon avec des débits D_{Ar} de 24, 25 et 26 sccm. L'évolution de la puissance totale $U_d \cdot I_d$ associée à ces caractéristiques est illustrée sur la figure 5.6. Pour les puissances du moteur dépassant 300 W, la décharge est maintenue quelques minutes le temps de faire la mesure sous peine de détériorer le moteur.

On observe que la tension de décharge a une faible influence sur le courant d'anode en ce qui concerne la décharge de xénon, alors que pour les décharges d'argon, le courant augmente de façon considérable avec la tension. Ceci révèle que le taux d'ionisation de l'argon est faible par rapport à celle du xénon comme attendu en raison des différences d'énergie d'ionisation (15 eV pour Ar contre 12 eV pour Xe) et de la diminution du temps de résidence des atomes d'argon dans la zone d'ionisation.

Une première explication de l'évolution de la caractéristique serait que l'efficacité d'ionisation de l'argon n'étant pas bonne dans le PPI250, les atomes d'argon non ionisés en sortie de canal augmentent et les collisions élastiques électrons-atomes étant favorisées par la tension de décharge, la mobilité transverse des électrons est renforcée ($\mu_{ex} \approx \frac{1}{B_r \cdot \omega_{ce}} \cdot v_{Tcoll}$).

Le courant d'ions sur l'axe est également mesuré à l'aide du RPA placé à 70 cm du plan de sortie du moteur. Le potentiel de sélection est fixé à 50 V pour collecter l'ensemble des ions. La figure 5.7 montre l'évolution du courant d'ions en fonction de la tension de décharge.

On observe que le courant d'ions évolue considérablement avec la tension de décharge : l'ionisation du gaz est donc renforcée. Ce dernier augmente d'au moins d'un facteur 3 lorsque la tension passe de 200 V à 300 V pour les décharges d'argon. La tension de décharge appliquée entre l'anode et la cathode permet d'accélérer les électrons dans le canal qui sont ralentis dans leur progression par la barrière magnétique.

La tension de décharge influence donc l'énergie des électrons. Dès lors, on comprend aisément que les électrons présents dans la décharge Ar à faible tension de décharge n'ont pas une énergie suffisante pour ioniser efficacement le gaz injecté. En augmentant la tension on fournit assez d'énergie aux électrons, pour ioniser plus d'atomes. En conclusion le courant de décharge élevé lorsque la tension de décharge augmente est la conséquence d'une meilleure efficacité d'ionisation de l'argon. La décharge Ar fonctionne mieux à haute puissance.

En comparaison avec la décharge de Xe, on remarque que pour une tension de décharge de 200 V, le courant d'ions moyen de la décharge d'argon avec 25 sccm est équivalent à celui du xénon avec 8,2 sccm soit une probabilité d'ionisation de l'argon inférieure d'un facteur 3 c'est-à-dire qu'elle serait de l'ordre de 25% dans ces conditions en considérant une divergence non modifiée.

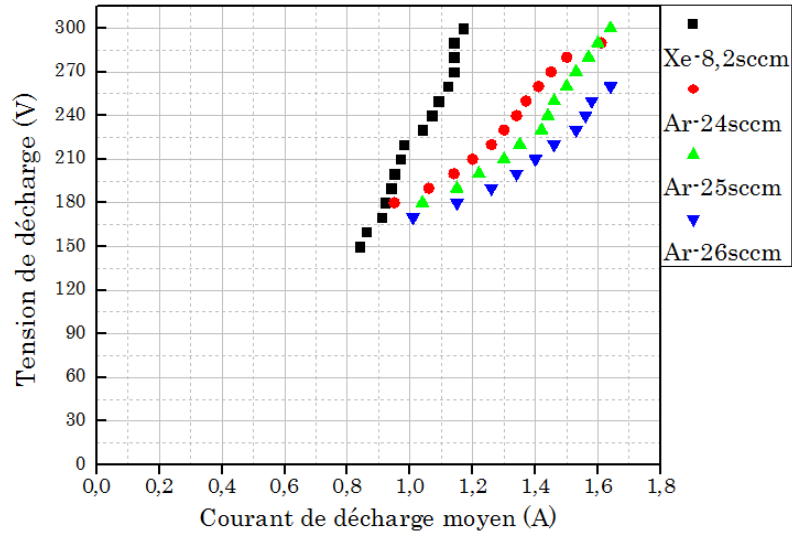


FIGURE 5.5 – Caractéristiques $U_d(I_d)$ pour une décharge Xe ($D_{Xe} = 8,2$ sccm) et des décharges Ar ($D_{Ar} = 24, 25$ et 26 sccm) [PPI]

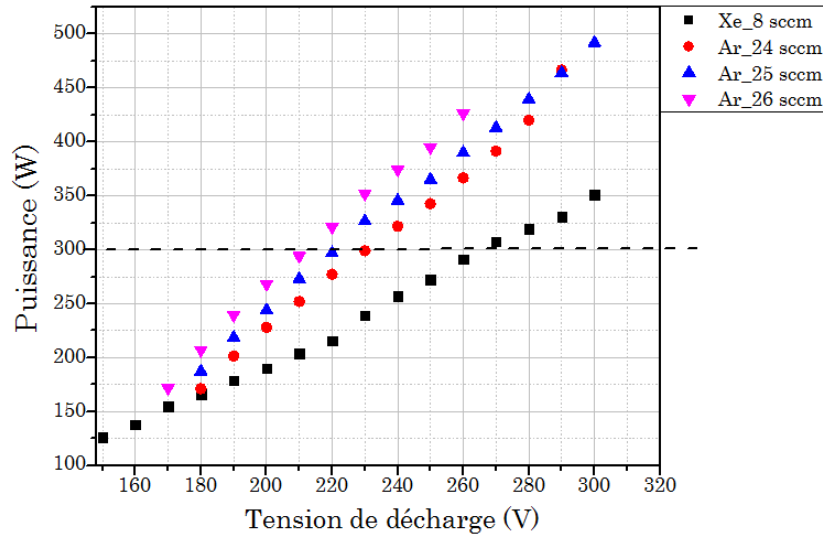


FIGURE 5.6 – Evolution de la puissance consommée pour une décharge Xe ($D_{Xe} = 8,2$ sccm) et des décharges Ar ($D_{Ar} = 24, 25$ et 26 sccm) [PPI]

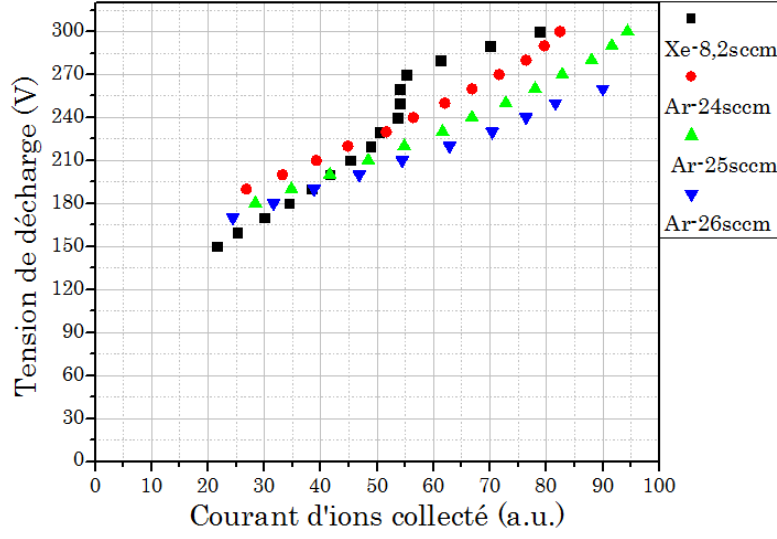


FIGURE 5.7 – Caractéristiques $U_d(I_{coll})$ pour une décharge Xe ($D_{Xe} = 8,2$ sccm) et des décharges Ar ($D_{Ar} = 24, 25$ et 26 sccm) [PPI]

La probabilité d'ionisation de l'argon dans le PPI250 : évaluation

La probabilité pour qu'un atome a traversant le plasma soit ionisé est notée P_{iona} et s'écrit comme suit :

$$P_{iona} = 1 - e^{-\frac{\tau_{ta}}{\tau_{ia}}} \quad (5.4)$$

Où τ_{ta} est le temps qu'il faut à l'atome a pour parcourir la zone d'ionisation de longueur L_{zi} et τ_{ia} est le temps typique d'ionisation de ce dernier dans le plasma.

Cette probabilité est connue pour le xénon (P_{ionXe}) dans le PPI250 et est de l'ordre de 0,8 [3].

$$P_{ionXe} = 0,8 \quad (5.5)$$

$$e^{-\frac{\tau_{tXe}}{\tau_{iXe}}} = 0,2 \quad (5.6)$$

$$\frac{\tau_{tXe}}{\tau_{iXe}} = \log(0,2) \quad (5.7)$$

En conséquence

$$\tau_{tXe} = 1,6 \cdot \tau_{iXe} \quad (5.8)$$

On suppose maintenant que la localisation et la longueur de la zone d'ionisation (L_{zi}) sont les mêmes dans les décharges d'argon et de xénon.

Le temps de transit d'un atome d'argon τ_{tAr} s'exprime alors comme suit :

$$\tau_{tAr} = \frac{L_{Zi}}{v_{zAr}} \quad (5.9)$$

$V_{zAr} = \sqrt{\frac{8k_B T_{Ar}}{\pi m_{Ar}}}$: vitesse thermique des atomes d'argon

Avec $m_{Ar}=6,64.10^{-26}$ kg et $T_{Ar} = 600$ K, ce qui donne une vitesse $V_{zAr} = 563$ m/s. Le temps de transit d'un atome de Xe τ_{tXe} est lié à τ_{tAr} par la relation suivante.

$$\tau_{tXe} = \tau_{tAr} * \sqrt{\frac{m_{Xe}}{m_{Ar}}} = \tau_{tAr} * 1,8 \quad (5.10)$$

Comme on suppose que $L_{ziAr}=L_{ziXe}$, le rapport des temps typiques d'ionisation du xénon et de l'argon peut se résumer au rapport des sections efficaces d'ionisation [93] .

$$\frac{\tau_{tXe}}{\tau_{tAr}} = \frac{\sigma_{iAr}}{\sigma_{iXe}} |T_e = 20eV \quad (5.11)$$

$$\frac{\tau_{tXe}}{\tau_{tAr}} = \frac{0,604.10^{-20}}{2,43.10^{-20}} \approx 0,25 \quad (5.12)$$

On obtient alors d'après (5.10) et (5.12),

$$\frac{\tau_{tXe}/\tau_{tAr}}{\tau_{iXe}/\tau_{iAr}} = \frac{1,8}{0,25} \quad (5.13)$$

Le rapport τ_{tAr}/τ_{iAr} peut maintenant être déterminé grâce à l'équation (5.7) :

$$\frac{\tau_{tAr}}{\tau_{iAr}} = \frac{1,8}{0,25} \cdot \frac{\tau_{tXe}}{\tau_{iXe}} = 0,14 * 1,6 \quad (5.14)$$

$$\frac{\tau_{tAr}}{\tau_{iAr}} \approx 0,225 \quad (5.15)$$

On en déduit la probabilité d'ionisation d'un atome d'Ar dans le PPI250

$$P_{ionAr} = 1 - e^{-\frac{\tau_{tAr}}{\tau_{iAr}}} \quad (5.16)$$

$$P_{ionAr} = 1 - e^{-0,225} = 1 - 0,798 \quad (5.17)$$

$$P_{ionAr} \equiv 0,2 \quad (5.18)$$

La probabilité d'ionisation de l'argon serait donc 4 fois plus faible que celle du xénon. Cette estimation grossière de la probabilité d'ionisation de l'argon permet toutefois de se rendre compte qu'une modification de la source est nécessaire pour augmenter le rendement d'ionisation de l'argon.

5.2 Analyse du jet d'ions (RPA et Spectroscopie)

La détermination des distributions énergétique et angulaire des ions Ar donnent des informations sur la position de la zone d'ionisation et sur la divergence du jet. La condition de décharge étudiée est la suivante : une tension de décharge de 200 V, un potentiel de cathode autour de -20 V et un débit d'argon de 24 sccm pour un courant de décharge de 1,12 A.

Les mesures seront comparées avec celles obtenues avec la décharge en xénon. La figure 5.8 présente la Fonction de Distribution en Energie des Ions d'argon déterminée sur l'axe à 73 cm du plan de sortie. L'énergie totale la plus probable des ions Ar^+ est égale à 157 eV pour une tension de décharge de 200 V. Cette énergie est de 15 eV inférieure à celle des ions de Xe pour les mêmes paramètres. Cela signifie que les ions argon s'ionisent plus en aval du canal, ne subissant en conséquence qu'une partie du champ accélérateur. La largeur à mi-hauteur de la FDEI vaut 43 V, en tenant compte de l'élargissement intrinsèque au RPA de 20 eV, la largeur de la distribution serait de 23 eV. Pour une tension de décharge similaire, la distribution énergétique des ions Xe est de 5 eV soit 18 eV plus faible que dans la décharge Ar.

Ceci montre que l'ionisation de l'argon se fait dans une zone à plus forte chute de potentiel plasma. Les zones d'ionisation et d'accélération sont moins séparées, et le champ électrique moins important dans la zone d'accélération.

L'énergie des ions Ar^+ étant moindre, le rendement électrique c'est-à-dire le rapport entre puissance cinétique et la puissance totale $U_d \cdot I_d$, est en conséquence mauvais. C'est une des raisons pour laquelle la température des céramiques augmente très rapidement empêchant le maintien de la décharge au-delà d'un certain temps (environ une demi-heure). Ces résultats sont donc à relativiser car l'évolution de la décharge dans le temps n'a pas pu être établie. Et ces profils sont établis peu de temps après l'amorçage de la décharge.

Le RPA est placé dans sa configuration angulaire (30 cm du plan de sortie) pour la détermination de la distribution angulaire des ions Ar. L'ouverture du jet d'ions de -35° à 35° est

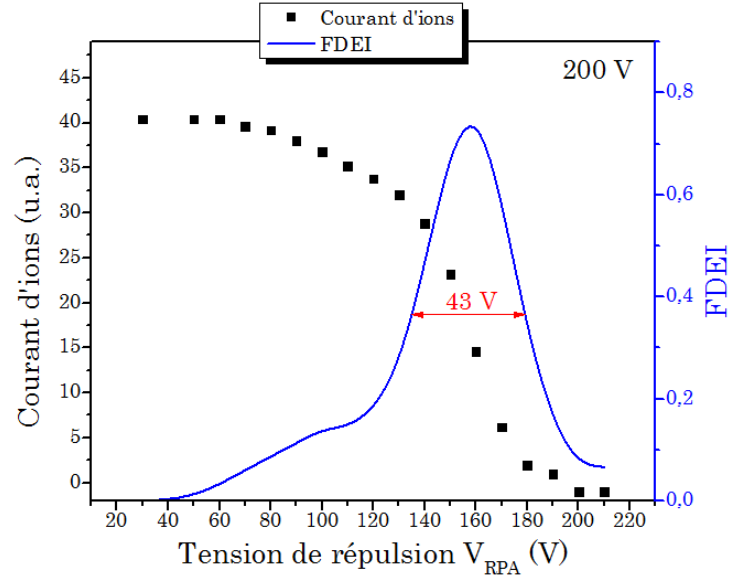


FIGURE 5.8 – Fonction de Distributions en Energie des Ions sur l'axe dans la décharge Ar ($D_{Ar} = 24$ sccm $U_d = 200$ V) [PPI]

prospectée pour trois débits différents. Les résultats sont présentés en figure 5.9. Les profils présentent une évolution linéaire des allures en fonction du débit c'est-à-dire pour cette gamme de débit, la divergence est peu modifiée.

Par la suite, les intensités des courants d'ions normalisées relevées pour une décharge d'argon et de xénon pour la même tension décharge sont comparées sur la figure 5.10. La divergence du faisceau d'ions est plus importante dans la décharge d'argon. La pression du caisson (24 sccm) est de l'ordre de 2.10^{-5} mbar et de 5.10^{-5} mbar pour la décharge Xe. L'effet de la pression est relatif dans ces conditions.

Ceci relativise les résultats obtenus en §5.1.3 ; la probabilité d'ionisation l'argon est certainement plus élevée que 25 %.

La figure 5.11 illustre la répartition énergétique des ions suivant la position dans le jet d'ions. L'énergie la plus probable des ions Ar collectés est mesurée à 30 cm, à cette distance on collecte les ions centripètes et centrifuges. L'énergie des ions sur l'axe et aux angles est sensiblement la même. Ce résultat diffère totalement de ce qui a pu être observé dans les décharges Xe et Xe-Ar où l'énergie des ions présents aux angles est plus faible. Cependant la distribution énergétique très large des ions Ar^+ peut masquer la contribution des ions lents. L'exploration aux grands angles ($\theta > 40^\circ$) permettra de conclure définitivement sur ce résultat.

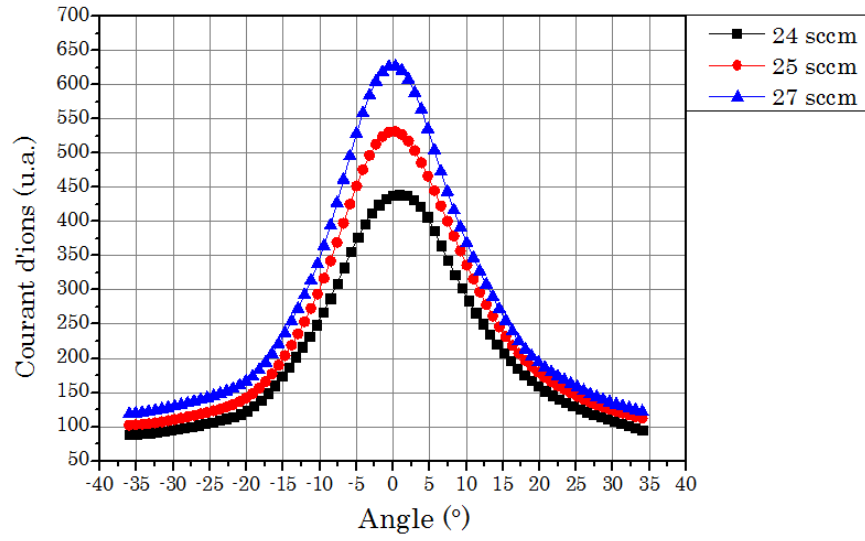


FIGURE 5.9 – Répartition angulaire du flux d'ions dans la décharge Ar ($D_{Ar} = 24, 25, 26$ sccm $U_d=200$ V) [PPI]

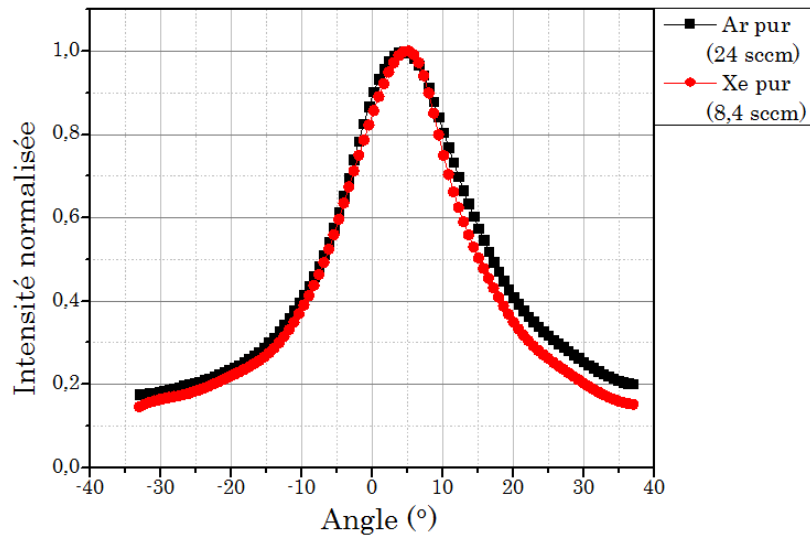


FIGURE 5.10 – Comparaison de la répartition angulaire du flux d'ions dans une décharge Ar ($D_{Ar} = 24$ sccm) et une décharge Xe ($D_{Xe} = 8,2$ sccm) pour $U_d=200$ V [PPI]

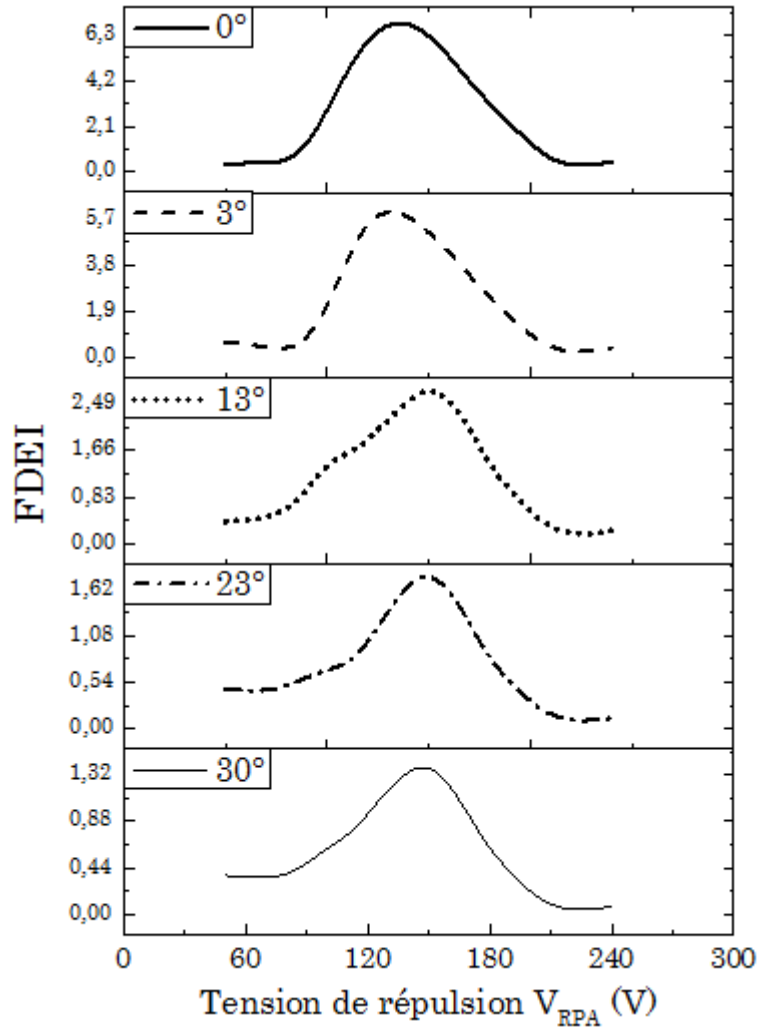


FIGURE 5.11 – Evolution de la FDEI avec l'angle d'éjection des ions dans une décharge Ar ($D_{Ar} = 24$ sccm) pour $U_d=200$ V [PPI]

Spectroscopie d'émission optique

L'émission optique du plasma collectée à 3 mm du plan de sortie sur l'axe du canal. Le dispositif expérimental utilisé est le même décrit en §4.2.1.4. Le spectromètre de la marque AVANTES-3648-USB2 utilisé permet de balayer un domaine spectral allant de 200 nm à 1100 nm avec une résolution de 1 nm.

L'étude qualitative du spectre permet d'identifier la nature des espèces présentes dans le volume sondé. Le spectre global d'émission des espèces du plasma pour plusieurs conditions de décharge est présenté en figure 5.13. La comparaison est faite entre des décharges de Xe pur et d'Ar pur. Plusieurs raies d'Ar II sont identifiées dans le tableau ci-dessous. L'émission optique des ions Ar II se situe pour une grande part dans le bleu mais les ions Xe II émettent également dans ce domaine spectral. La résolution du spectromètre ne permet pas d'avoir une précision suffisante pour les séparer. Pour bien identifier les raies, le spectre du Xe est mesuré

pour 2 temps d'intégration ($T_{int} = 5$ ms identique au spectre d'Ar et $T_{int} = 20$ ms). Les raies d'argon sont isolées sur la figure 5.14.

	Niveau d'émission	Niveau d'excitation
ArII 407.05nm	$3s^23p^4(^3P)4p$ [19.55eV]	$3s^23p^4(^3P)5s$ [22.59eV]
ArII 427.7nm	$3s^23p^4(^1D)4s$ [18.45eV]	$3s^23p^4(^1D)4p$ [21.35eV]
ArII 442.4nm	$3s^23p^4(^3P)4s$ [16.75eV]	$3s^23p^4(^3P)4p$ [19.55eV]
ArII 487.9nm	$3s^23p^4(^3P)4s$ [17.14 eV]	$3s^23p^4(^3P)4p$ [19.68eV]
ArII 476.2nm	$3s^23p^4(^3P)4s$ [17.26 eV]	$3s^23p^4(^3P)4p$ [19.87 eV]
ArII 472.9nm	$3s^23p^4(^3P)4s$ [17.14 eV]	$3s^23p^4(^3P)4p$ [19.76eV]

FIGURE 5.12 – Tableau des niveaux d'émission et d'excitation des raies d'argon Ar II identifiés dans le spectre globale d'émission du plasma [107]

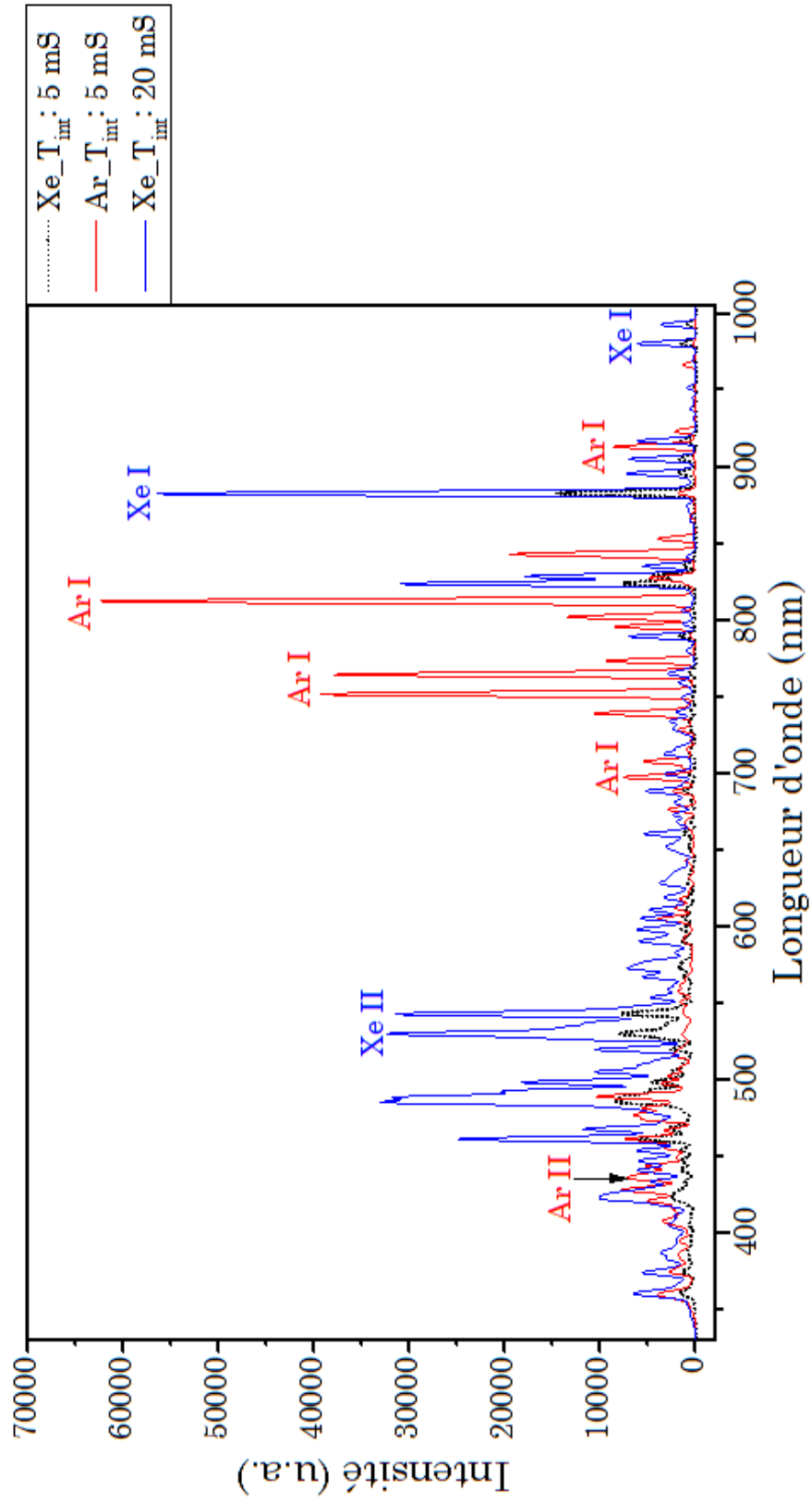


FIGURE 5.13 – spectre d'émission optique du plasma de xénon et d'argon

Les raies d'argon identifiées proviennent de niveaux d'excitation très énergétiques (19,55 eV à 22,59 eV), ce qui montre que la densité d'électrons très énergétiques est importante dans la décharge.

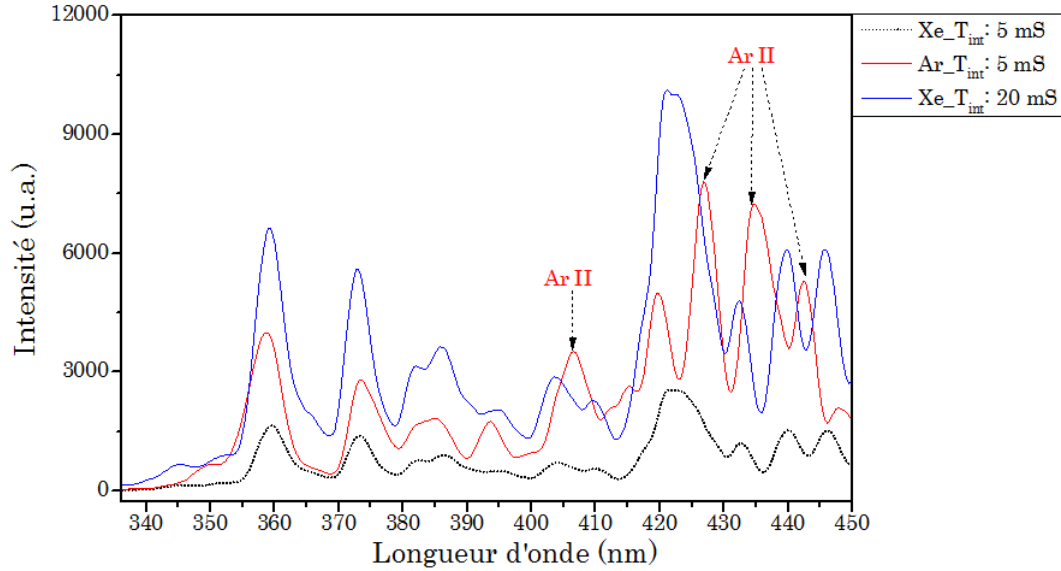


FIGURE 5.14 – Identification des raies d'ions d'argon Ar II dans le spectre d'émission du plasma

5.3 Conclusion

Une décharge d'argon a été amorcée pour la première fois dans ce type de propulseurs de faible puissance : le PPI250. Un débit atomique minimum de 24 sccm, soit 3 fois plus élevé que le débit standard en xénon, a été nécessaire pour le maintien de la décharge. L'ionisation de l'argon très peu efficace dans les conditions standard de fonctionnement du PPI250 a été démontrée. Le taux d'ionisation augmente considérablement avec la puissance du moteur (>350W).

Le rendement électrique est mauvais en comparaison de la décharge Xe comme les évolutions du courant de décharge et du courant d'ions l'ont montré par une contribution des électrons très importante. L'efficacité du moteur en est donc fortement réduite.

En ce qui concerne l'analyse du jet d'ions, nous avons montré que :

- La distribution énergétique est plus large dans la décharge Ar, ce qui indique un chevauchement plus grand des zones d'ionisation et d'accélération.
- Une divergence plus importante dans la décharge Ar
- L'analyse de l'émission optique du plasma a permis de mettre en évidence la présence d'électrons de très grande énergie dans la décharge.

Tous ces facteurs conduisent à une nette diminution du rendement moteur. Une adaptation géométrique de la source est nécessaire notamment du rapport longueur magnétique/ longueur canal. Ces premiers résultats permettent d'orienter la structure de la nouvelle source à mettre en œuvre.

Conclusion générale et Perspectives

Les travaux de cette thèse se sont inscrits dans le cadre d'une volonté d'ouverture de l'axe de recherche « sources d'ions » du GREMI principalement impliqué dans le domaine de la propulsion spatiale, vers d'autres applications telles que les traitements de surfaces ou encore la microélectronique. Les sources "Kaufman" sont les plus souvent utilisées dans ces domaines mais elles présentent de nombreux inconvénients notamment le rapport énergie des ions/ densité de courant relativement élevé : d'où la recherche d'alternatives à ces sources. Les sources de type propulseur à effet Hall sont de bons candidats car elles peuvent produire des faisceaux d'ions à haute densité de courant et à faible énergie.

L'objectif de départ était l'élaboration d'une source de neutres à partir du jet d'ions des propulseurs à effet Hall. Cette réalisation trouve son intérêt dans l'élimination des effets de charge conséquents à l'impact des ions sur la surface durant le traitement. Cependant, le problème est que les sources de Hall fonctionnent pour la plupart en xénon en raison de sa faible énergie d'ionisation (12,1 eV) et de sa masse élevée utile pour la propulsion plasmique. Toutefois, compte tenu du prix prohibitif de ce dernier, ces expériences très consommatrices en ergol, doivent être menées avec un gaz rare moins cher et facile d'approvisionnement.

Notre choix s'est alors porté sur l'argon pour plusieurs raisons : son faible coût, la facilité de son approvisionnement, sa masse (adéquat pour le traitement de plusieurs sortes de matériaux) et enfin le nombre important de retour d'expériences sur les plasmas d'argon.

Au stade d'avancée des travaux au début de cette thèse, l'obtention d'une source de particules neutres rapides est devenue dès lors un processus à deux étapes :

Etape 1 : Développement d'une source fonctionnant en argon ou en mélange xénon-argon et de diagnostics spécifiques.

Etape 2 : Neutralisation du faisceau d'ions par des collisions d'échange de charge. Cette deuxième étape nécessite d'avoir au préalable une source d'ions fonctionnelle en argon ou en mélange xénon-argon et ensuite avec l'injection d'atomes dans le jet d'ions provoquer des collisions d'échange de charge atomes lents-ions rapides. L'association de diagnostics spécifiques (signaux RPA résolus en temps et fluxmètre) permettra de quantifier le taux de neutralisation.

En effet, des premiers tests effectués sur le PPI (source de faible puissance avec un circuit magnétique à aimants permanents conçue dans le cadre du GdR « propulsion plasma dans l'espace ») ont déjà montré la faisabilité de la neutralisation du jet d'ions Xe^+ . La mesure du courant d'ions corrélée à celle du flux d'énergie totale a démontré une diminution du courant et une conservation de l'énergie suite à l'élévation de la pression dans le caisson.

Cette conservation de l'énergie et de la directivité du faisceau révèle une conversion des ions en neutres de même énergie par collisions d'échange de charge.

Actuellement, les travaux sont réalisés jusqu'à l'étape 2 du processus.

Le développement d'une source en argon signifie d'établir de manière reproductible une décharge en argon dans le PPI ce qui n'est pas immédiat, le PPI n'étant pas conçu pour fonctionner en argon.

Le mode opératoire choisi fût alors d'introduire de l'argon dans une décharge de xénon préétablie et bien connue. Ainsi dans l'objectif de comprendre et d'optimiser le procédé, des diagnostics usuels à savoir des mesures électriques, de RPA, et de LIF vont permettre le suivi de l'évolution de cette décharge de mélange Xe-Ar.

L'originalité de ce travail concerne le développement d'une méthode de mesures résolues en temps du courant d'ions à l'aide du RPA. L'analyse physique du faisceau d'ions de deux sources PPI et PPI-Mag de section et configuration magnétique différentes a pu être effectuée. Cette méthode a permis de suivre les ions spécifiquement pour reconstruire leur histoire depuis leur création jusqu'à leur arrivée à l'analyseur. Cette histoire est reconstituée pour tous les ions majoritaires des plasmas d'argon pur, de xénon pur, et de mélange xénon-argon. La nature des espèces ioniques majoritaires du plasma de mélange de gaz Xe-Ar a été mise en évidence par les mesures de temps de vol.

Les résultats remarquables de l'exploitation des caractéristiques RPA résolues en temps ont permis la détermination de la contribution de chacune des espèces dans le courant d'ions. Les proportions ont été évaluées et les résultats sont en adéquation avec ceux obtenus avec d'autres méthodes plus connues (sonde ExB, spectromètre de masse) .

Ainsi la caractérisation physique de la décharge intermédiaire Xe-Ar pour deux propulseurs distincts a montré que l'introduction d'argon dans un plasma de xénon est favorable à la production d'ions et meilleure dans le PPI-Mag.

La reconstruction de la FDEI de chacune des espèces a également été réalisée.

L'étude des décharges en mélange de xénon et d'argon a aussi permis d'obtenir des informations indispensables pour l'amorçage d'une décharge en argon pur dans le PPI uniquement.

L'objectif de la réalisation d'une source fonctionnelle en argon est en conséquence atteint. Sa caractérisation plus complète notamment par la mesure des vitesses par LIF reste cependant à réaliser. Le régime de fonctionnement de la décharge argon est établi aux limites de tenue en puissance et en température et nécessite donc des ajustements mécaniques et magnétiques de la source.

D'un point de vue plus fondamental, ces premiers résultats peuvent représenter un apport utile aux modélisations de ces décharges de Hall.

L'étude spectroscopique en sortie de canal des différentes espèces ioniques et la corrélation aux mesures de courant pourraient constituer une voie d'investigation des caractéristiques plasma (n_e , T_e). Les atomes ayant des énergies d'ionisation et des masses différentes et évoluant dans le même plasma (n_e , T_e , V_p), le suivi du transport ionique de chaque espèce peut être très intéressant pour la compréhension des processus mis en jeu.

Le bilan global de ce travail de thèse est l'établissement d'une source fonctionnelle en argon, première étape du développement d'une source de neutres, accompagnée du perfectionnement du diagnostic RPA résolu en temps qui appliqué aux plasmas de mélange, donnent des résultats très intéressants pour l'étude des paramètres plasma.

De plus, ce diagnostic appliqué aux plasmas de mélange ouvre la voie à des investigations des sources de Hall quel que soit leurs applications. Actuellement la compréhension de ces sources reste assujettie à la connaissance des paramètres n_e et T_e et leur évolution dans le canal de décharge. Ces préoccupations sont au cœur des problématiques actuelles des utilisateurs des sources de Hall. Ce développement oriente ainsi les offres futures du dispositif du laboratoire

aux acteurs du territoire dans le domaine de la propulsion spatiale.

En résumé source de neutres et nouveau diagnostic deviennent les actions futures de l'équipe "source d'ions" du laboratoire GREMI.

Une partie de mes travaux de thèse a fait l'objet d'un dépôt de brevet, et a due, pour des raisons évidentes de confidentialité, être retirée de ce manuscrit.

Bibliographie

- [1] Igor D. Kaganovich et al. Ion beam pulse neutralization by a background plasma in a solenoidal magnetic field. *Proceedings of the 15th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion*, 544(1-2) :383–388, May 2005.
- [2] Hara and Yasuhiro et al. Tunable low-energy ar fast atom source with large diameter. *Applied Physics Letters*, 91(23), 2007.
- [3] Alain Leufroy. *Micropropulsion et diagnostics pour la propulsion spatiale*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2009.
- [4] A. I. Morozov. Stationary plasma thruster (spt) development steps and future perspectives. In *23rd International Electric Propulsion Conference*, pages IEPC–93–101, Seattle-Washington, 1993.
- [5] E. Y. Choueiri. A critical history of electric propulsion : The first 50 years (1906-1956). *Journal of Propulsion and Power*, 20(193), 2004.
- [6] A.I. Morozov and V.V. Savelyev. Fundamentals of stationary plasma thruster theory. *Rev. Plasma Phys.*, 21(203), 2000.
- [7] V.V. Zhurin, H.R. Kaufman, and R.S. Robinson. Physics of closed drift thrusters. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 8(R1), 1999.
- [8] J. S. SOVEY. Improved ion containment using a ring-cusp ion thruster. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 21(5) :488–495, 1984.
- [9] A.I. Morozov and V.V. Savelyev. Fundamentals of stationary plasma thruster theory. *Rev. Plasma Phys.*, 21(203), 2000.
- [10] J. R. Brophy. Nasas deep space 1 ion engine (plenary). *Rev. Sci. Instrum.*, 73(1071), 2002.
- [11] C. R. Koppel and et al. The smart-1 electric propulsion subsystem around the moon : In flight experience. pages AIAA 2005–3671, Tucson-Arizona, July 2005. 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.
- [12] A. Bouchoule, A. Cadiou, A. Heron, M. Dudeck, and M. Lyszyk. An overview of the french research program on plasma thrusters for space applications. *Contrib. Plasma Phys.*, 41(6) :573, 2001.
- [13] A. Bouchoule, J-P. Boeuf, and A. Heron. Physical investigations and developments of hall plasma thrusters. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 46 :B407, 2004.
- [14] C. Charles and et al. Helicon double layer thrusters. pages AIAA 2006–4838, Sacramento-California, July 2006. 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.

- [15] Michael D. West, Christine Charles, and Rod W. Boswell. Testing a helicon double layer thruster immersed in a space-simulation chamber. *Journal of Propulsion and Power*, 24(1) :134–141, 2008.
- [16] A. Bouchoule, Ch. Philippe-Kadles, and M. Prioul. Transient phenomena in closed electron drift plasma thrusters : insights obtained in a french cooperative program. *Plasma Sources. Sci. Technol.*, 10 :364–377, 2001.
- [17] C. Thomas. *Anomalous electron transport in the Hall effect thruster*. PhD thesis, Stanford University, 2007.
- [18] L. Garrigues, J. Pérez-Luna, J. Lo, G.J.M. Hagelaar, J.P. Boeuf, and S. Mazouffre. Empirical electron cross-field mobility in a hall effect thruster. *Appl. Phys. Letters*, 95, 2009.
- [19] A. I. Morozov and V. V. Savelev. Theory of the near-wall conductivity. *Plasma Physics Reports*, 27(7) :607, 2001.
- [20] L. Garrigues, G. J. Hagelaar, C. Boniface, and J. P. Boeuf. Anomalous conductivity and secondary electron emission in hall effect thrusters. *J. Appl. Phys.*, 100 :123301, 2006.
- [21] Jaime Perez-Luna, Nicolas Dubuit, Laurent Garrigues, Gerjan J. M. Hagelaar, and Jean-Pierre Boeuf. Electron trajectories in a hall effect thruster anomalous transport induced by an azimuthal wave. *IEEE Trans Plasma Sci.*, 34(4) :1212–1213, 2008.
- [22] Thomas Cliff Avery. *Anomalous electron transport in the Hall-effect thruster*. PhD thesis, Stanford University, 2007.
- [23] C. Boniface, L. Garrigues, G. J. Hagelaar, J. P. Boeuf, and D. Gawron et al. Anomalous cross field electron transport in a hall effect thruster. *Appl. Phys. Lett.*, 89 :161503, 2006.
- [24] A. W. Smith and M. A. Cappelli. Time and space-correlated plasma potential measurements in the near field of a coaxial hall plasma discharge. *Phys. Plasmas*, 16 :073504, 2009.
- [25] A. Lazurenko, T. Dudok de Wit, C. Cavoit, V. Krasnoselskikh, A. Bouchoule, and M. Dudeck. Determination of the electron anomalous mobility through measurements of turbulent magnetic field in hall thrusters. *Phys. Plasmas*, 14 :033504, 2007.
- [26] Y. Daren, D. Yongjie, and Z. Zhi. Improvement on the scaling theory of the stationary plasma thruster. *Journal of Propulsion and Power*, 21(1) :139–143, 2005.
- [27] T. Misuri and et al. High power hall thruster design options. pages IEPC–2007–311, Florence-Italy, 2007. 30th International Electric Propulsion Conference.
- [28] Käthe Dannenmayer. *Scaling laws and electron properties in Hall effect thrusters*. PhD thesis, Université d’Orléans, 2012.
- [29] Andrey A. Shagayda. On scaling of hall effect thrusters. pages IEPC–2013–056, Washington-DC USA, 2013. 33rd International Electric Propulsion Conference.
- [30] Lahib Balika. *Etude des phénomènes d’érosion des céramiques des propulseurs à plasma dans l’espace*. PhD thesis, Université d’Orléans, 2012.
- [31] Loya Andrey. Small power spt for micro satellite. CNES Toulouse, 2004. Workshop Micro propulsion for Spacecraft.

- [32] A. V. Loyan and T. A. Maksymenko. Performance investigation of spt-100-100-100-20ml low power hall effect thruster. Florence, Italy, 2007. 30th International Electric Propulsion Conference.
- [33] Luc Albarède. *Etudes expérimentales dun propulseur à effet Hall - Comportement stationnaire et dynamique du flux délectrons*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2004.
- [34] L. Albarède, S. Mazouffre, A. Bouchoule, and M. Dudeck. Low-frequency electron dynamics in the near field of a hall effect thrusters. *Phys. Plasmas*, 13 :063505, 2006.
- [35] Lobov and A. Loyan. Researching of running-in starting, transition, thermal processes of self heated hollow cathode in electric current range from 5 to 25 a. pages IEPC-99-131, 2001. Private communication.
- [36] J. Arol Simpson. Design of retarding field energy analyzers. *Rev. Sci. Instrum.*, 32 :1283, 1961.
- [37] C. Charles, A. W. Degeling, T. E. Sheridan, J. H. Harris, M. A. Lieberman, and R. W. Boswell. Absolute measurements and modeling of radio frequency electric fields using a retarding field energy analyser. *Phys. Plasmas*, 7 :5232, 2000.
- [38] A. Bouchoule and M. Weinfeld. Small size retarding field energy analyser for local measurement of electronic distribution function in a magnetoplasma. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 3(8) :651-652, 1970.
- [39] Christian Böhm and Jérôme Perrin. Retarding-field analyzer for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radio frequency discharges. *Rev. Sci. Instrum.*, 64(31), 1993.
- [40] C. Charles. Spatially resolved energy analyzer measurements of an ion beam on the low potential side of a current-free double-layer. *IEEE Trans. Plasma Science*, 33(2) :336-337, 2005.
- [41] Philippe-Kadlec Christelle. *Caractérisations spatio-temporelles de jets ioniques : développement des diagnostics et application à la propulsion ionique*. PhD thesis, Université d'Orléans, 1998.
- [42]] A. Fruchtman and A. Cohen-Zur. Plasma lens and plume divergence in the hall thruster. *Appl. Phys. Lett.*, 89 :111501, 2006.
- [43] David H. Manzella. Stationary plasma thruster ion velocity distribution. Indianapolis, IN, June 1994. 30th AIAA/ASME/SAE / ASEE Joint Propulsion Conference.
- [44] G. J. Williams Jr et al. Laser induced fluorescence measurement of ion velocities in the plume of a hall effect thruster. pages AIAA-99-2424, Los Angeles-CA, June 1999. 35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.
- [45] N. Sadeghi, N. Dorval, and C. Philippe et al. Velocity measurements xe^+ in stationary plasma thruster using lif. pages AIAA-99-2429, Los Angeles-CA, June 1999. 35th IAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.
- [46] S. Mazouffre. Spectroscopie de fluorescence induite par diodes laser : Application au diagnostic des plasmas. Technical report, MRCT CNRS, 2009.
- [47] M. J. Goeckner and J. Goree. Laser-induced fluorescence measurements of plasma ion temperature : corrections for power saturation. *J. Vac. Sci. Technol. A.*, 7(3), May 1989.
- [48] M. J. Goeckner, J. Goree, and T. E. Sheridan. Saturation broadening of laser induced fluorescence from plasma ions. *Rev. Sci. Instrum.*, 64(4), April 1993.

- [49] I.A. Biloiu, E.E. Scime, and C. Biloiu. One and two dimensional laser induced fluorescence at oblique incidence. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 18 :25012, 2009.
- [50] L. Garrigues, S. Mazouffre, and G. Bourgeois. Computed versus measured ion velocity distribution functions in a hall effect thruster. *J. Appl. Phys.*, 111 :113301, 2012.
- [51] W. A. Hargus Jr and M. A. Cappelli. Laser-induced fluorescence measurements of velocity within a hall discharge. *Appl. Phys. B*, 72(8) :961–969, 2001.
- [52] William A. Hargus Jr et al. Effect of anode current fluctuations on ion energy distributions within a 600 w hall effect thruster. pages AIAA 2008–4724, Hatford-CT, July 2008. 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit.
- [53] G. Bourgeois. *Influence de la topologie magnétique, de la section du canal sur l'accélération des ions dans un propulseur à effet Hall*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2012.
- [54] J. Scott Miller et al. Xenon charge exchange cross sections for electrostatic thruster models. 91 :984, 2002.
- [55] B. Pelissier and N. Sadeghi. Time-resolved pulse-counting lock-in detection of laser induced fluorescence in the presence of a strong background emission. *Rev. Sci. Instrum.*, 67 :3405, 1996.
- [56] S. Mazouffre, V. Kulaev, and J. Pérez Luna. Ion diagnostics of a discharge in crossed electric and magnetic fields for electric propulsion. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 18 :034022, 2009.
- [57] William A. Hargus Jr et al. Near plume laser induced fluorescence velocity measurements of a 600 w hall thruster. pages AIAA 2008–5004, Hatford-CT, 2008. 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.
- [58] W. A. Hargus Jr and M. A. Cappelli. Laser-induced fluorescence measurements of velocity within a hall discharge. *Appl. Phys. B*, 72(8) :961–969, 2001.
- [59] J. Pérez Luna, G. J. M. Hagelaar, L. Garrigues, and J. P. Buf. Method to obtain the electric field and the ionization frequency from laser induced fluorescence measurements. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 18 :34008, 2009.
- [60] S. Mazouffre, S. Tsikata, and J. Vaudolon. Development and experimental characterization of a wall-less hall thruster. *Journal of Applied Physics*, 116 :243302.
- [61] Damien GAWRON. *Phénomènes de transport ionique dans le plasma dun propulseur à effet Hall à forte puissance : étude par spectroscopie laser*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2007.
- [62] D. Gawron, S. Mazouffre, N. Sadeghi, and A. Héron. Influence of magnetic field and discharge voltage on the acceleration layer features in a hall effect thruster. *Plasma Sources Sci. Technol.*, 17 :025001, 2008.
- [63] W. Huang, B. Drenkow, and A. D. Gallimore. Laser induced fluorescence of singly-charged xenon inside a 6 kw hall thruster. pages AIAA 2009–5355, Denver-Colorado, August 2009. 45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.
- [64] Michael R. Nakles and William A. Hargus Jr. Background pressure effects on internal and near-field ion velocity distribution of the bht-600 hall thruster. pages AIAA 2008–5101, Hatford-CT, July 2008. 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.

- [65] D. Pagnon et al. Low power hall effect thruster erosion analysis by optical emission spectroscopy. Prague, Czech Republic, July 2007. 28th ICPIG,.
- [66] B.Nathan Meezan and Marc.A Cappelli. Kinetic study of wall collisions in a coaxial hall discharge. *Physical Review E*, 66 :036401, 2002.
- [67] Y.Raitses. D.Staack. M. Keidar. N.J Fich. Electron-wall interaction in hall thruster. *Physics of Plasmas*, 12 :057104, 2005.
- [68] A. V. Loyan, T. A. Maksymenko, N. N. Koshelev, D. Pagnon, S. Pellerin, A. Leufroy, T. Gibert, A. Bouchoule, and M. Dudeck. Plume investigation of the spt-20m low power hall effect thruster. Heraklion, Greece, 2008. Space Propulsion.
- [69] D. Pagnon, S. Pellerin, M. Dudeck, A. V. Loyan, T. A. Maksimenko, and N. N. Koshelev. Ukrainian spt 20 hall effect thruster : Analysis of the plume by optical emission spectroscopy. *Journal of Technical Physics*, 49(2) :129–142, 2008.
- [70] J. Ashkenazy, Y. Raitses, and G. Appelbaum. Low power scaling of hall thrusters. Netherlands, August 1997. 2nd European Spacecraft Propulsion Conference.
- [71] M. Day, V. Kim, V. Kozlov, A. Lazurenko, G. Popov, and A. Skrylnikov. Investigation of the possibility to reduce spt plume divergence by optimization of the magnetic field topology in the accelerating channel. pages IEPC–1997–154, Cleveland, Ohio, 1997. 25th International Electric Propulsion conference.
- [72] J. P. Boeuf and L. Garrigues. Low frequency oscillations in a stationary plasma thruster. *J. Appl. Phys.*, 84 :3541, 1998.
- [73] E.Y. Choueiri. Plasma oscillations in hall thrusters. *Phys. Plasmas*, 8(1411), 2001.
- [74] Kimiya Komurasaki and Daisuke Kusamoto. Optical measurement of plasma oscillations in a hall thrusters. *Trans Japan Soc Aero Space Sci.*, 41(134), 1999.
- [75] L. Garrigues, JP. Boeuf, and A. Bouchoule. Spontaneous oscillations in a hall thrusters. *Plasma Science, IEEE Transactions on Plasma Science*, 27(1) :98–99, 1999.
- [76] Franck Darnon. *Comportements transitoires dun propulseur à plasma type SPT100, Caractéristiques dynamiques de la décharge du plasma et du jet ionique*. PhD thesis, 1999.
- [77] Yann DANTAL. *Thèse de propulsion spatiale : Etude paramétrique dun propulseur à effet Hall*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2000.
- [78] C. Garner et al. A 5,730-hr cyclic endurance test of the spt-100. San Diego,CA, U.S.A., 1995. 31st Joint Propulsion Conference and Exhibit.
- [79] D. Pagnon et al. Control of the ceramic erosion by optical emission spectroscopy : Parametric studies of spt-100ml. pages AIAA 2004–3773, Lauderdale, Florida, 2004. 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit.
- [80] Michael Robert Nakles. *Experimental and Modeling Studies of Low-Energy Ion Sputtering for Ion Thrusters*. PhD thesis, VirginiaTech, 2004.
- [81] Vanessa Vial. *Etudes physiques et paramétriques de propulseurs plasma pour applications spatiales*. PhD thesis, Université dOrléans, 2004.
- [82] L. Garrigues, G.J.M Hagelaar, C.Boniface, and JP Boeuf. Optimized atom injection in a hall effect thruster. *Applied physics Letters.*, 85(22), 2004.
- [83] A. Fruchtman and A. Cohen-Zur. Plasma lens and plume divergence in the hall thruster. *Appl. Phys. Lett.*, 89 :111501, 2006.

- [84] L. Garrigues, J. Bareilles, J. P. Boeuf, and I. D. Boyd. Modeling of the plasma jet of a stationary plasma thruster. *J. Appl. Phys.*, 91(12) :95219528, 2002.
- [85] M. L. R. Walker, R. R. Hofer, and A. D. Gallimore. The effects of nude faraday probe design and vacuum facility backpressure on the measured ion current density profile of hall thruster plumes. pages AIAA 2002–4253, Indianapolis-Indiana, July 2002. 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.
- [86] S. Mazouffre, P. Lasgorceix, N. Claire, and D. Pagnon. Examination of hall thrusters xe ion flow features by means of fabry-pérot interferometry. pages IEPC–2004–555. 4th International Spacecraft Propulsion Conference, 2004.
- [87] Mitchell Walker, Alec Gallimore, Richard Hofer, and Allen Victor. Effect of backpressure on ion current density measurements in hall thruster plumes. *J Propul Power*, 21(3) :408–415, 2005.
- [88] Y. Raitses, L. A. Dorf, A. A. Litvak, and N. J. Fisch. Plume reduction in segmented electrode hall thruster. *J. Appl. Phys.*, 88 :1263, 2000.
- [89] K. Dannenmayer and S. Mazouffre. Elementary scaling relations for hall effect thrusters. *J. Propul. Power*, 27(236), 2011.
- [90] S Mazouffre et al. Ionization and acceleration processes in a small, variable channel width, permanent-magnet hall thruster. *J. Phys D, Appl. Phys.*, 45, 2012.
- [91] Yuri P. Raizer. *Gas Discharge Physics*. Springer-Verlag Berlin, 1991.
- [92] PGC. Almeida, MS. Benilov, and GV. Naidis. Calculation of ion mobilities by means the two temperature displaced-distribution theory. *J. Phys D, Appl. Phys*, pages 1577–1584, 2002.
- [93] R. Rejoub, B.G. Lindsay, and R.F Stebbings. Determination of absolute partial and total cross sections for electron-impact ionization of the rare gases. *Physical Review A.*, 65 :042713, 2002.
- [94] | Michael Keidar and Iain D. Boyd. Effect of a magnetic field on the plasma plume from hall thrusters. *J. Appl. Phys.*, 86 :4786, 1999.
- [95] R. Shastry, R. R. Hofer, B. Reid, and A. D. Gallimore. Method for analyzing exb probe spectra from hall thruster plumes. *Rev. Sci. Instrum.*, 80, 2009.
- [96] C Farnell et al. Remote diagnostic measurements of hall thruster plumes. pages IEPC–2009–031, University of Michigan. USA., September 2009. 31st International Electric Propulsion Conference.
- [97] J. Ekholm and W. Hargus Jr. Exb measurements of a 200 w xenon hall thruster. pages AIAA 2005–4405, Tucson-Arizona, 2005. 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit.
- [98] Richard Hofer and Alec Gallimore. Ion species fractions in the far-field plume of a high-specific impulse hall thruster. pages AIAA 2003–5001, Huntsville, Alabama, July 2003. 39th AIAA/ASME/SAE/ASEE.
- [99] James Pollard et al. Ion flux, energy, and charge-state measurements for the bpt-4000 hall thruster. pages AIAA 2001–3351, Salt Lake City, UT, U.S.A, 2001. 37th Joint Propulsion Conference and Exhibit.
- [100] Lyon B. King and Alec D. Gallimore. Mass spectral measurements in the plume of an spt-100 hall thruster. *Journal of Propulsion and Power*, 16(6), 2000.

- [101] Mathieu Prioul. *Etude expérimentale des propulseurs de type Hall : Processus collisionnels, comportement dynamique, Micro-instabilités et phénomènes de transport*. PhD thesis, Université d'Orléans, 2001.
- [102] Vanessa Vial, Alexey Lazurenko, André Bouchoule, and Mathieu Prioul. Externally driven current interruptions, physical insights on spt thrusters through ultra-fast. pages IEPC-0220-02, Toulouse, France, 2003.
- [103] Lyon B. King and Alec D. Gallimore. Propellant ionization and mass spectral measurements in the plume of an spt-100 hall thruster. pages AIAA 98-3657, Cleveland, OH, 1998. 34th AIAA/ASME/SAE/ASEE.
- [104] Mathieu Prioul, A. Bouchoule, S. Roche, L. Magne, D. Pagnon, M. Touzeau, and P. Lasgorceix. Insights on physics of hall thrusters through fast current interruptions and discharge transients. pages IEPC-01-059, Pasadena CA, 2001. 27th International Electric Propulsion.
- [105] V. Vial, S. Mazouffre, M. Prioul, D. Pagnon, and A. Bouchoule. Ccd images of hall effect thruster plume dynamics after ultrafast current ignition. *IEEE Transactions On Plasma Science*, 33(2) :524-525, 2005.
- [106] T. Gibert, L. Balika, F. Diop, and A. Bouchoule. Doubly-charged xe ions evidenced by time resolved rpa measurement in the far field plume of a low-power het. *Wiley Online Library Contrib. Plasma Phys.*, (X) :1-9, 2015.
- [107] Nist atomic spectra database lines form.
- [108] N Yu Babaeva et al. Capacitively coupled plasma source operating in xe/ar mixtures. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 38(287), 2005.
- [109] Ioana A. Biloiua and Earl E. Scime. Ion acceleration in ar-xe and ar-he plasmas. i. electron energy distribution functions and ion composition. *Phys. Plasmas*, 17(113508), 2010.
- [110] Ioana A. Biloiua and Earl E. Scime. Ion acceleration in ar-xe and ar-he plasmas. ii. ion velocity distribution functions. *Phys. Plasmas*, 17(113509), 2010.
- [111] R. Boswell, R. Porteous, A. Prytz, A. Bouchoule, and P. Ranson. Some features of rf excited fully ionized low pressure argon plasma. *Physics Letters A*, 91(4) :163-166, 1982.
- [112] A. Lazurenko, V. Krasnoselskikh, and A. Bouchoule. Experimental insights into high frequency instabilities and related anomalous electron transport in hall thrusters. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 36(5) :1977-1988, 2008.
- [113] J. Kurzyna, S. Mazouffre, A. Lazurenko, L. Albarède, G. Bonhomme, K. Makowski, M. Dudeck, and Z. Peradzynski. Spectral analysis of hall effect thruster plasma oscillations based on the empirical mode decomposition. *Phys. Plasmas*, 12(123506), 2005.
- [114] A. Lazurenko, V. Vial, M. Prioul, and A. Bouchoule. Experimental investigation of high frequency drifting perturbations in hall thrusters. *Physics of Plasmas*, 12(1), 2005.
- [115] A. Litvak and N. Fisch. Rayleigh instabilities in hall thrusters,. *Physics of Plasma*, 11(4) :1701, 2004.
- [116] A. Lazurenko, L. Albareda, and A. Bouchoule. High frequency instabilities in hall effect thrusters : Correlation with discharge current and thrusters scale impact. pages IEPC-2005-142, Princeton University, 2005. 29th International Electric Propulsion Conference.

Annexe A

A.1 décharge en mélange de gaz avec la cathode «KHAI»

L'objectif de cette étude est d'évaluer l'évolution de l'ionisation de l'argon dans le plasma de xénon en comparant les paramètres du plasma en xénon pur et du plasma de mélange xénon (Xe) + argon (Ar). L'évolution des caractéristiques électriques du plasma à savoir la tension de décharge U_d , le courant de décharge I_d , ainsi que le potentiel de cathode V_c a été étudiée. Le flux d'ions à 35 cm en sortie du canal de décharge a également été mesuré à l'aide d'un analyseur d'énergie (RPA). Le moteur étudié est le PPI et la cathode est la cathode dite «Khai» qui fonctionne un débit de xénon de 0,09 sccm dans sa condition optimale. Evolution des caractéristiques électriques I_d (t), U_a (t), V_c (t) Les figures (1) montrent l'évolution de l'allure du courant de décharge, en fonction du débit d'argon injecté dans un plasma de Xe pour 3 tensions de décharge (210 V, 220 V, 240 V). Le débit D_{Xe} est constant pour toutes les conditions de décharge et vaut 8,2 sccm. Les figures (2) et (3) montrent les évolutions respectives de l'allure de la tension d'anode et du potentiel de cathode en fonction du débit d'argon injecté.

On remarque que le niveau d'oscillations augmente brutalement avec un faible débit d'argon injecté dans la décharge pour toutes les tensions de décharge étudiées. Ces effets ont déjà été remarqué avec la cathode «MIREA».

Cependant, l'allure de la dynamique de la tension de décharge et du potentiel de cathode montrent un saut de 10 V dès 1 sccm d'argon injecté. Le potentiel moyen de la cathode passe de -28 V à pur xénon à décharge à -18 V pour un 24% de remplissage fraction dans un mélange argon / xénon.

Cette observation est très surprenante et n'a pas été observé avec la cathode «MIREA». On suppose que le plasma environnant de la cathode n'est pas trop modifié, c'est-à-dire que les conditions d'extraction de la cathode restent similaires. Cela voudrait dire que cette variation de potentiel de cathode est directement liée à une variation du potentiel plasma (+ 10 V) dans la zone proche de la cathode, donc à une augmentation de la température électronique T_e . Cependant à ce stade, d'autres investigations sont nécessaires pour conclure sur ce point.

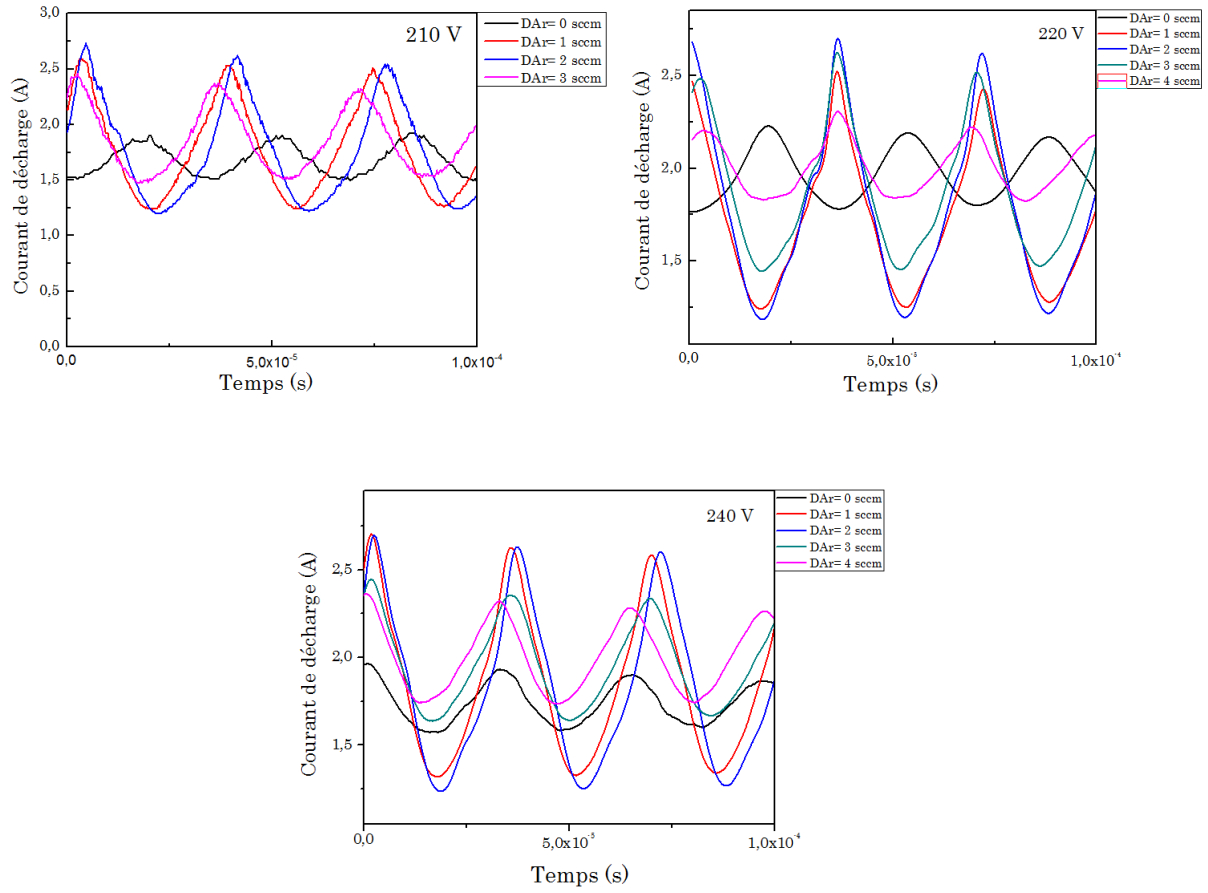


FIGURE A.1 – L'allure du courant de décharge en fonction de D_{Ar} pour 3 tensions de décharge différentes

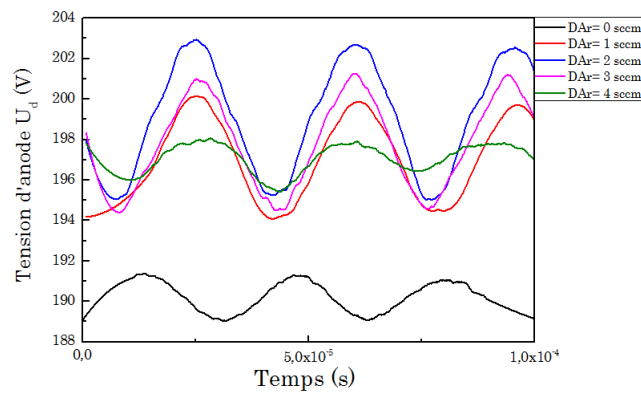


FIGURE A.2 – l'évolution temporelle de la tension d'anode $U_a(t)$ (à D_{Xe} constant) en fonction de différents débits d'Ar pour $U_d = 220$ V

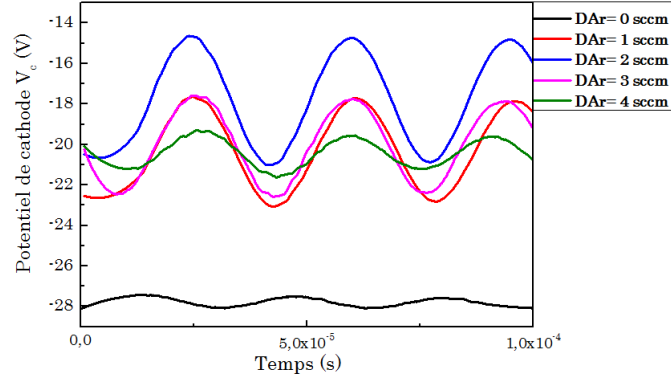


FIGURE A.3 – l'évolution temporelle du potentiel de cathode $V_c(t)$ (à D_{Xe} constant) en fonction de différents débits d'Ar pour $U_d = 220$ V

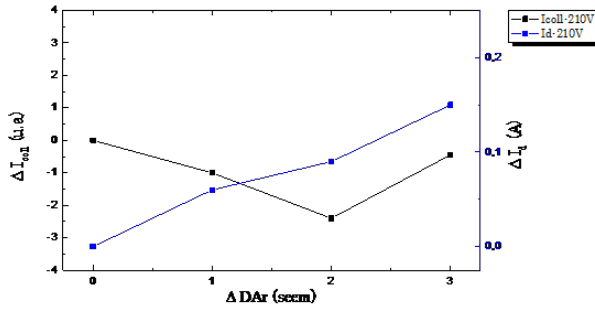


FIGURE A.4 – ΔI_{coll} et ΔI_d en fonction de ΔD_{Ar} pour une tension de décharge de 210 V

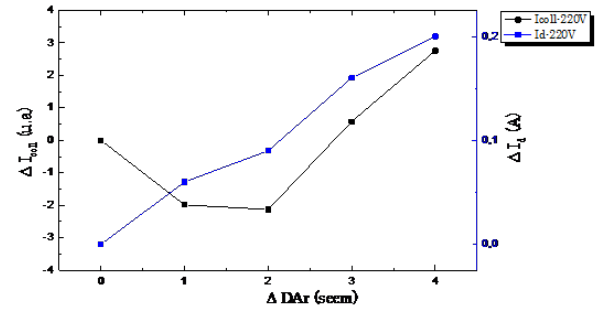


FIGURE A.5 – ΔI_{coll} et ΔI_d en fonction de ΔD_{Ar} pour une tension de décharge de 220 V

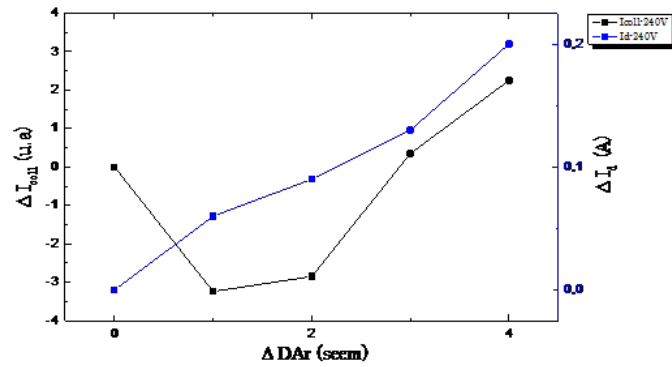


FIGURE A.6 – ΔI_{coll} et ΔI_d en fonction de ΔD_{Ar} pour une tension de décharge de 240 V

Une autre constatation remarquable a été l'évolution du courant d'ions sur l'axe du moteur. On note une diminution nette du courant d'ions moyen pour toutes les tensions de décharge en réponse à l'injection d'un débit jusqu'à 3 sccm suivant les cas (figure 4, 5 et 6). Ce comportement de la décharge est observé sur toute l'ouverture de la plume comme le montre la figure A7. Nous n'avons pas effectué d'études complémentaires sur ce phénomène. Toutefois un cas particulier de mesure de courant moyen d'ions a retenu notre intérêt car elle révèle des pistes pour la compréhension de ces processus.

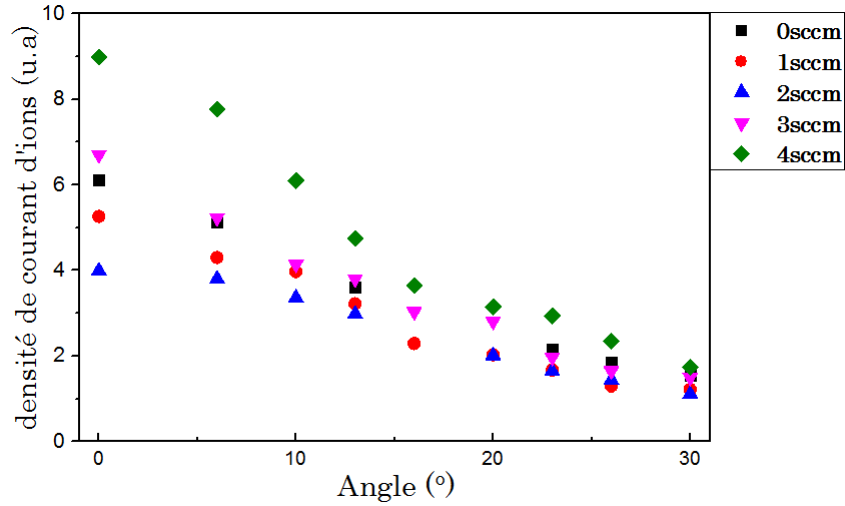


FIGURE A.7 – répartition angulaire de ΔI_{coll} en fonction de ΔD_{Ar} pour une tension de décharge de 220 V

A.2 Effet des oscillations de courant de décharge sur le courant d'ions moyen mesuré

Ainsi la figure 7 montre l'évolution de courant d'ions moyen avec le courant de décharge. On observe que le courant d'ions collecté fluctue de façon synchrone avec le courant de décharge. En revanche, en cas de forte oscillation, le courant d'ions collecté sur l'axe diminue significativement. La figure 8 illustre également bien cette évolution cette fois ci avec le potentiel de cathode. Ceci pourrait expliquer la diminution du courant sur l'axe observé lorsqu'un faible flux d'argon est ajouté dans la décharge de xénon.

Cette petite étude montre des cas particuliers de la décharge mettant en évidence le rôle capital que joue la cathode dans le fonctionnement de ces moteurs mais aussi l'effet des oscillations sur le courant de décharge moyen observé sur une condition particulière de la décharge. La compréhension de ces phénomènes nécessiterait une étude plus approfondie.

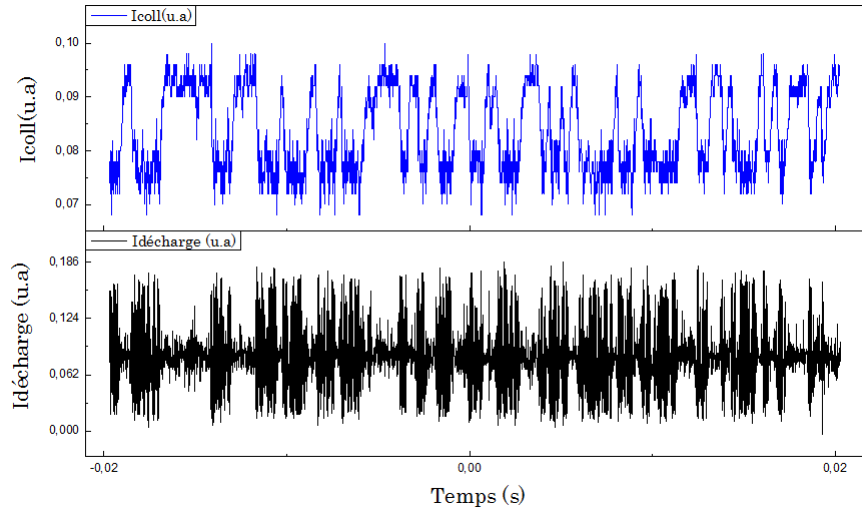


FIGURE A.8 – Evolution du courant collecté sur l'axe mesuré par RPA et du courant de décharge pour un régime de décharge hésitant entre « oscillations » et « fluctuations ».

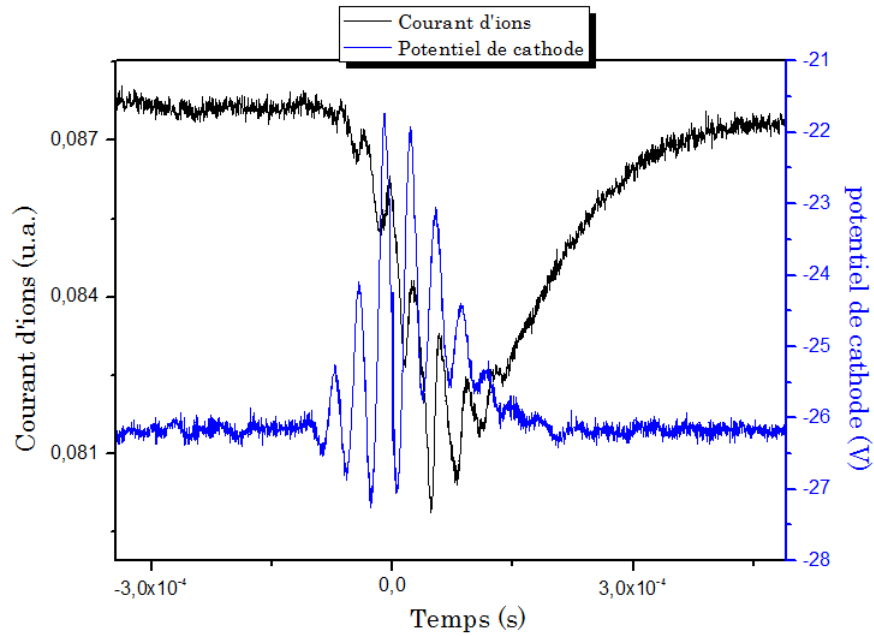


FIGURE A.9 – Evolution du courant collecté sur l'axe mesuré par RPA et du potentiel de décharge pour un régime de décharge hésitant entre « oscillations » et « fluctuations ».

Fatou DIOP

Source de particules neutres monocinétiques : diagnostics spécifiques et étude physique d'une source de Hall en plasma d'argon ou en mixture xénon-argon

Des années 50 à nos jours, la propulsion électrique n'a cessé d'évoluer afin de s'imposer dans le domaine de la propulsion spatiale. Les Propulseurs à effet Hall (PEH) sont principalement utilisés pour des missions de correction de trajectoire ou de maintien en orbite des satellites. Ils délivrent des faisceaux d'ions à forte densité de courant et à faible énergie, ce qui en font de bons candidats potentiels pour d'autres applications comme la microélectronique ou encore les traitements de surfaces.

Le xénon est l'ergol le plus utilisé en raison de sa masse élevée et de son faible énergie d'ionisation. Cependant son coût élevé et la difficulté d'approvisionnement motivent la recherche d'alternatives pour le fonctionnement des MEH.

C'est dans ce cadre que cette thèse s'est inscrite avec l'idée d'un développement d'une source de faible puissance fonctionnelle en argon. L'amorçage d'une telle décharge n'étant pas immédiat, une démarche progressive qui passe par des décharges de mélange de gaz a été adoptée. Les décharges Xe-Ar se sont révélées très intéressantes pour la compréhension des mécanismes physiques qui régissent les PEH.

La caractérisation en vitesse des ions Xe II (par Fluorescence Induite par Laser) associée à l'analyse en énergie par RPA a permis de remonter à des informations utiles sur les zones d'ionisation et d'accélération. Une technique originale de résolution temporelle du RPA basée sur une interruption rapide de la décharge ou sur les oscillations naturelles du courant de décharge, a été développée et a permis l'identification et la quantification des différentes espèces présentes dans le jet d'ions. Grâce aux résultats de l'étude paramétrique des décharges de mélange Xe-Ar, une décharge d'argon pur a pu être amorcée et caractérisée pour la première fois dans un PEH de faible puissance.

Mots clés : Propulseur à Effet Hall, PPI, Propulsion spatiale électrique, décharge Xe-Ar, décharge argon, Fluorescence Induite par Laser, analyseur d'énergie, résolution temporelle, interrupteur rapide

Single-velocity neutral source : diagnostics and physical study of Hall source in argon or xenon-argon mixture plasma .

Since the 50s, electric propulsion has improved in order to establish itself on space propulsion field. The Hall Effect Thruster (HET) are mainly used for trajectory correction or satellites orbit maintaining. The HET provide high current densities and low energy ion beam that making it a good candidate for other applications such as microelectronics or surface treatments. Xenon propellant is most commonly used due to its high atomic mass and its low ionization energy. However, the high cost and difficult supply of xenon, leads to looking for alternative propellant for HET operation.

In this context, this PhD thesis had as goal the development of a functional Argon low power source. Argon discharge ignition is not immediate, that why a progressive approach which involves gas mixture discharges was adopted. The Xe-Ar discharge gives very interesting results for the understanding of physical mechanisms governing HET.

The characterization of Xe II ions velocity (Laser Induced Fluorescence) associated to the energy analysis by RPA have provided access to useful information on ionization and acceleration areas. An original time resolved RPA technique, based on an ultra-fast discharge interruption or on the discharge current oscillations, has been developed. This technique allows the identification and the quantification of different species present in the ion beam. Thanks to the discharge Xe-Ar study, a pure argon discharge could be initiated and characterized for the first time in a low power HET.

Keywords : Hall Effect Thruster, Electric propulsion, Xe+Ar discharge, argon discharge, Laser Induced Fluorescence, Retarding Energy Field Analyser, time resolving, ultra fast switch.

Groupe de Recherche sur l'Énergetique des Milieux Ionisés, Université d'Orléans. GREMI

UMR 7344 CNRS Polytech'Orléans, 14, rue d'Issoudun -BP 6744, F-45067. Orléans Cedex2.



